

# A plazmaszféra vizsgálata VLF elektromágneses hullámokkal



Koronczay Dávid

Természettudományi Kar, Geofizikai és Űrtudományi Tanszék  
*Földtudományi Doktori Iskola*

A doktori iskola vezetője: Dr. Bartholy Judit egyetemi tanár  
*Földtan-Geofizika doktori program*

Programvezető: Dr. Harangi Szabolcs egyetemi tanár  
Eötvös Loránd Tudományegyetem

*Témavezető*

dr. Lichtenberger János egyetemi tanár  
az MTA doktora

*Doktori (PhD) értekezés*

Budapest, 2019



## Köszönetnyilvánítás

Ez a dolgozat nem jöhetett volna létre kollégáim, családom és barátaim támogatása nélkül. Ezért először is szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Lichtenberger Jánosnak lankadatlan türelméért és segítőkészségéért.

A fentiek mellett köszönettel tartozom kollégáimnak, Steinbach Péternek, Pásztor Szilárdnak, Molnár Gábornak, Timár Gábornak az ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszékén, Wesztergom Viktornak és Barta Veronikának az MTA Geodéziai és Geofizikai Intézetében, Németh Zoltánnak és Verebélyiné Dósa Melindának az MTA Wigner Űrfizikai és Űrtechnikai Osztályánál, valamint számos külföldi szerzőtársamnak és kollégáimnak, akik közül kiemelném a következőket: Craig J. Rodgers, Mark A. Clilverd, Robert Moore, Fabien Darrouzet. Köszönöm a Van Allen Probes műholdak és az EMFISIS műszerek csapatának, hogy lehetővé tették számomra azok használatát és segítették munkámat, különösen Craig Kletzingnek, George Hospodarskynak és Jerry Needellnek.

Hálás vagyok továbbá a hasznos eszmecserékért Kocsis Bencének, Yohai Meironnak, Végh Dávidnak, Sallay Zoltánnak és az #aquarium csoportnak.

Itt szeretném megemlíteni korábbi tanáraimat, mentoraimat is, akiktől inspirációt nyertem: Marik Miklóst, Marx Györgyöt, Dávid Gyulát, Csabai Istvánt, Frei Zsoltot, Szalay Sándort, Moór Ágneszt és Székely Lajos feltalálót.

Végül pedig köszönettel tartozom szüleimnek és feleségemnek, amiért minden körülmények között támogattak.

I-nek, a szférák zenéjéről



# Tartalomjegyzék

<b>Előszó</b>	<b>1</b>
<b>1. Bevezetés</b>	<b>3</b>
1.1. Történeti áttekintés, elméleti alapok . . . . .	3
1.1.1. A plazmaszféra . . . . .	3
1.1.2. Whistlerek . . . . .	5
1.1.3. Vezetőcsatornák . . . . .	6
1.1.4. A plazmaszféra elektronsűrűségének meghatározása whistle- rekkel . . . . .	7
1.2. Műholdas plazmasűrűségmérések . . . . .	10
1.3. A Van Allen Probes műholdak EMFISIS műszerének mérési módjai .	13
<b>2. Új eljárás a plazmaszféra elektronsűrűségének műholdas mérésére</b>	<b>15</b>
2.1. Bevezetés . . . . .	15
2.2. Mérések és adatok . . . . .	16
2.2.1. Az Alfa VLF adók . . . . .	16
2.2.2. Műholdas detektálás . . . . .	18
2.2.3. Referenciamérések . . . . .	19
2.3. Módszertan . . . . .	20
2.3.1. A vezetett terjedés igazolása . . . . .	20
2.3.2. Az impulzus beérkezési idejének meghatározása . . . . .	20
2.3.3. Hullámterjedés-inverzió . . . . .	21
2.4. Eredmények . . . . .	23
2.5. Hibaforrások . . . . .	28
2.6. Összefoglalás . . . . .	28
<b>3. Földi whistlerészlelések valós idejű illetve archív adatainak feldol- gozása</b>	<b>30</b>
3.1. Az AWDANet hálózat . . . . .	30
3.2. A valós idejű feldolgozás megvalósítása . . . . .	33
3.3. Archív adatok feldolgozása . . . . .	37

3.4. A whistlerinverzió diagnosztikája . . . . .	37
3.5. Az AWDANet whistlerinverzió korrekciója . . . . .	41
<b>4. Nagypontosságú műholdas elektronsűrűség mérés nagyfrekvenciájú jelforma mérések alapján</b>	<b>43</b>
4.1. Az EMFISIS HFR jelforma mérések félautomatikus feldolgozása . . .	43
4.2. Értékelés . . . . .	48
<b>5. A földi whistlerdetektor és elemző hálózat méréseinek kalibrálása</b>	<b>49</b>
5.1. Földi és műholdon regisztrált eseménypárok keresése . . . . .	49
5.2. Alsóhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség mérés . . . . .	50
5.3. Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása . . .	54
5.4. Az AWDANet és a Van Allen Probes plazmasűrűség-méréseinek összehasonlítása . . . . .	63
5.5. Összefoglalás . . . . .	67
<b>6. Földön mért whistlerek forrásterületének meghatározása</b>	<b>68</b>
6.1. Bevezetés . . . . .	68
6.2. Adatok . . . . .	71
6.3. Módszertan . . . . .	72
6.3.1. A keltő villámok feltérképezése . . . . .	73
6.3.2. A villám-whistler átviteli ráták feltérképezése . . . . .	76
6.4. Eredmények . . . . .	77
6.5. Értelmezés . . . . .	85
6.6. Összegzés . . . . .	86
<b>7. Kétugrású whistlerek a földi mérőhálózat adataiban</b>	<b>88</b>
7.1. Előzmények . . . . .	89
7.2. Adatfeldolgozás és első eredmények . . . . .	90
7.3. Kétugrású whistlerek forrásterületének meghatározása . . . . .	92
7.4. Összefoglalás . . . . .	93
<b>8. Műholdas kampány a vezetőcsatornák vizsgálatára</b>	<b>95</b>
8.1. A mérési kampány terve, előzetes eredmények . . . . .	95
8.2. Kitekintés . . . . .	98
<b>9. Az értekezés tudományos eredményei, tézisek</b>	<b>102</b>
<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>115</b>

# Előszó

Az űridőjárás földi hatásaival már azelőtt találkoztunk, mielőtt bármit tudtunk volna azok eredetéről és a Föld körüli környezetről. A sarki fényt alighanem emberöltőkkel ezelőtt is megcsodálták, a geomágneses viharok hatását pedig már a XIX. században tapasztalhatta az emberiség. 1957-ben felbocsátották az első Szputnyikot, 1958-ban pedig felfedezték a Föld sugárzási öveit. Azóta párhuzamosan halad a Föld körüli térség tudományos kutatása és társadalmi célú hasznosítása. Ma már nélkülözhetetlenek a műholdak nyújtotta telekommunikáció, navigáció, meteorológia szolgáltatásai, melyek – bizonyos földfelszíni rendszerekkel egyetemben, mint a villamos ellátó rendszerek – mind ki vannak téve a bolygónk felsőlégkörében a Nap hatására bekövetkező változásoknak, összefoglaló néven az űridőjárásnak. Ezen jelenségek megértésében és modellezésében központi szerepet játszik a belső magnetoszféra sűrű hideg részecskepopulációja, a plazmaszféra.

A plazmaszféra vizsgálatában első pillanattól kezdve fontos szerepet kaptak az alacsony frekvenciás rádióhullámok. Ilyen természetes eredetű hullámok többek között a villám keltette whistlerek, melyek földfelszíni észlelése és elemzése lehetővé teszi plazmaszféra távolról való vizsgálatát. Ezek a jelek azonban nem csupán információt hordoznak, hanem hullám-részecske kölcsönhatásokon keresztül befolyásolni is képesek a Föld plazmakörnyezetét. További eszközeink a műholdas hullámmérések, azok minden nehézségével együtt. Részletes értelmezésük nélkülözhetetlen ahhoz, hogy megbízható eszközként használhassuk azokat. Segítségükkel feltáruhatnak számunkra a plazmaszféra kis- és nagyskálás változásai.

Dolgozatomban először összefoglalom a plazmaszféra kutatásának történetét és fontosabb eredményeit. Az 2. fejezetben részletesen bemutatok egy új plazmaszférabeli sűrűségmérési eljárást, mely vezetett mesterséges VLF jelek műholdas vételén és inverzióján alapul. A 3. fejezetben részletezem a valós idejű whistlerinverzió megvalósítását az AWDANet hálózatban, valamint az archív nyers VLF adatok feldolgozásából előállított adatbázist. A 4. fejezetben ismertetem a Van Allen Probes műholdak hivatalos sűrűségmérésének pontosítását. Az 5. fejezetben bemutatom az AWDANet mérőhálózat kalibrációját. A 6. fejezetben új módszert mutatok be a whistlerek forrásterületének azonosítására. Hosszútávú whistler adatsorok segítségével tizenöt földi állomásra meghatározom a forrásterületeket. A 7. fejezetben

bizonyítom a hosszú távú földi whistler adatsorokban a kétugrású whistlerek szignifikáns előfordulását és meghatározom azok eredetét. A 8. fejezetben bemutatom a plazmaszférabeli vezetőcsatornák első közvetlen észlelésére tervezett műholdas mérési kampányt.

# 1. fejezet

## Bevezetés

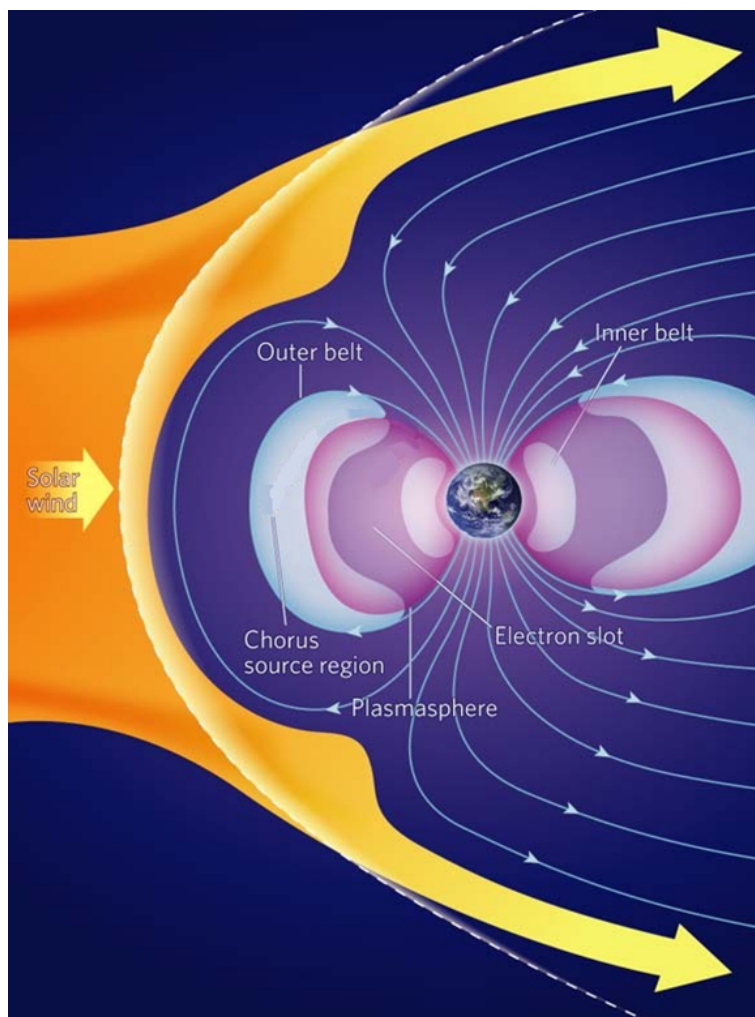
### 1.1. Történeti áttekintés, elméleti alapok

#### 1.1.1. A plazmaszféra

Űridőjárás alatt a föld körüli térség változásait értjük, melynek fő hajtóereje – hasonlóan a földi időjáráséhoz –, a Nap. Ez a térség két nagy részből áll, az ionoszférából és a magnetoszférából. A dolgozat tárgyát képező hullámjelenségek – bár az ionoszférán is áthatolnak – elsősorban a magnetoszférában játszanak szerepet. A magnetoszféra három, részben átfedő tartományból áll: a belső magnetoszférát kitöltő, relatív sűrű hideg plazma, a plazmaszféra, a nagyon ritka, de nagy energiájú részecskék alkotta sugárzási övek, és a közepes energiájú részecskék alkotta gyűrűáram. A sugárzási öveket a hullám-részecske kölcsönhatáson keresztül befolyásoló, gyorsítást és veszteségeket okozó elektromágneses hullámok Horne *et al.* [2005]; Katoh & Omura [2007]; Bortnik *et al.* [2008] a hideg plazma közegében terjednek, ezért azok megértéséhez és modellezéséhez ismernünk kell a plazmaszféra állapotát és annak változásait. A belső magnetoszféra szerkezete az 1.1 ábrán látható.

A vizsgálatok egyik eszköze az in-situ, műholdas mérések. A hideg plazmák vizsgálatára leggyakrabban alkalmazott eszköz az alacsony frekvenciás hullámmérés, amely egyszerre alkalmas a közeg paramétereinek (például részecskesűrűségének) az abban jelenlévő természetes vagy mesterségesen gerjesztett rezonanciák alapján történő meghatározására és a plazmaszférában terjedő hullámok vizsgálatára. A természetes és mesterséges hullámok hatásának vizsgálatán kívül ugyanezek az elektromágneses jelek információt is hordozhatnak, melyek révén a távérzékelés egy eszközét adják kezünkbe. Az elektromágneses hullámok plazmában való terjedése során a mágneses tér szerepe is fontos. Ennek értékét származtathatjuk modelltől – pl. [Thébault *et al.*, 2015] – vagy szintén műholdas mérésből. További mérési eszközök elvi leírását adja Wüest *et al.* [2007].

Fontos műholdas hullámmérés kísérletek voltak a POLAR műhold PWI műszere



1.1. ábra. A belső magnetoszféra szerkezete az egymást átfedő tartományokkal: a plazmaszféra és a sugárzási övek. (Rodger and Clilverd, *Nature*, 452(6), March 2009).

[Gurnett & et al., 1995], a CRRES műhold SFR műszere [Sheely *et al.*, 2001]. Ezek passzív mérések voltak. Az IMAGE műhold aktív RPI műszere [Reinisch *et al.*, 2000, 2001]) rádiójelek kibocsátásával és a visszatérő jelek elemzésével állította fel az erővonal menti elektronsűrűség eloszlások modelljét [Ozhogin *et al.*, 2012]. Aktív eszköz még a CLUSTER WHISPER hullámmérése is, lásd Trotignon *et al.* [2003]. Az IMAGE EUV képalkotó műszere egyszerre a teljes plazmaszféráról tudott felvételt készíteni.

A plazmaszféra mérete és az azt alkotó hideg ( $\sim 1$  eV energiájú) plazma sűrűsége az űridőjárási folyamatok hatására dinamikusan változik, kiterjedése az ionoszféra

tetejétől (1000 km) átlagosan 4,5 földugár távolságig terjed. A plazmaszféra határa, a *a plazmapauza*, az a mintegy 0,1 földugár kiterjedésű zóna, amelyben hideg plazma sűrűsége 1-2 nagyságrenddel csökken. A plazmapauza elhelyezkedése fontos szerepet játszik a magnetoszféra, de főleg a sugárzási övek dinamikájában. A plazmaszféra külső határa mágneses viharok idején lecsökkenhet akár három földugár alá is, míg hosszú, nyugodt időszakokban elérheti a 8-9 földugár távolságot is. Ez a dinamika indokolja a plazmaszféra szerkezetének és sűrűségeloszlásának vizsgálatát, folyamatos monitorozását. A plazmaszféra kialakulásáról, szerkezetéről további részletes információkat ad Lemaire & Gringauz [1998], a legújabb kutatási eredmények megtalálhatók Darrouzet *et al.* [2009] munkájában.

A műholdas méréseken kívül a plazmaszférában terjedő és a földfelszínre leérkező elektromágneses jelek is régóta a kutatás eszközét képezik. Ilyenek jelek a villámok generálta whistlerek, melyek első eseti vizsgálatait [Storey, 1953] – többek között füllel, hallgatás útján –, majd dinamikus spektrumokon vizuálisan történtek. Rendszeres, nagy skálás feldolgozásukra csak az első számítógépes megoldás [Tarcsei, 1975], majd az automatizáció [Lichtenberger *et al.*, 2008; Lichtenberger, 2009; Lichtenberger *et al.*, 2010] után került sor [Koronczay *et al.*, in press].

### 1.1.2. Whistlerek

A whistlerek villámláskor keletkező szélessávú elektromágnes hullámokból erednek. A keletkező hullám először a Föld felszíne és az ionoszféra között kezd terjedni. A terjedési sebesség 1 kHz fölött csak gyengén függ a frekvenciától, és az egyes frekvenciakomponensek terjedési idejének különbsége még több ezer kilométeres távolságban sem haladja meg az 1 ms-t. Ezek a jelek az ionoszférán átjutva terjednek a plazmaszférában. A jelek egy része vezetécsatornába, a föld erővonalait követő hosszanti szerkezetekbe csapdázódik, és a diszperzív (magneto-ionos) közegben való terjedés során jellegzetes frekvencia-idő görbét vesz fel. Mivel a mágnesezett plazmában az elektromágneses hullámok terjedési sebessége erősen függ a frekvenciától, a kezdetben impulzusszerű jel időben széthúzódva éri el a másik féltekét, ahova már csak a nagyon alacsony frekvenciák érkeznek meg, amelyeket 1-2 másodpercig tartó, mélyülő füttyként hallhatunk (angolul whistlerek), ugyanis ez a 3-30kHz-es frekvenciatartomány (amelyet angol rövidítéssel VLF tartománynak nevezünk) egybeesik a hallható hangok frekvenciatartományával, így ezeket a rádiójeleket közvetlenül, mélyülő füttyként hallhatjuk egy hangszórón. A görbe alakja (*diszperziója*) és a leggyorsabban terjedő frekvenciakomponense, az *orrfrekvencia* információt hordoz a terjedés médiumáról.

Appleton [1932]; Hartree [1931] kidolgozta a homogén, ionizált közegben, külső mágneses tér jelenlétében történő elektromágneses hullámterjedés elméletének alapjait. Ennek felhasználásával Eckersley [1925, 1935] ionizált közegben terjedő elektromágneses impulzus diszperzióját vizsgálva első közelítésben egy ma is helytálló

formulát vezetett le a whistlerek frekvenciájának időbeli változására:

$$t(f) = \frac{D}{\sqrt{f}}, \quad (1.1)$$

ahol  $D$  a diszperzió,  $f$  a pillanatnyi frekvencia,  $t$  pedig a pillanatnyi frekvencia terjedési ideje.

A szigorúan longitudinális ( $B_0 \parallel \mathbf{k}$ ) esetben a Maxwell-egyenletek megoldásakor, az ionok elhanyagolásával a törésmutatóra az alábbi kifejezést kapjuk [Helliwell, 1965]:

$$\mu^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_c - \omega)} \quad (1.2)$$

(úgynevezett extraordinárius, vagy whistler-módusú terjedés). Itt  $\omega_c = \frac{eB_0}{m}$  a részecskék girofrequenciája,  $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}}$  a plazmafrequenciája,  $B$  a háttér mágneses tér erőssége,  $m$  az elektron tömege,  $e$  a töltése,  $n$  az elektronsűrűség,  $\epsilon_0$  pedig a vákuum permeabilitása.

A whistlerek nem monokromatikus jelek, ezért a csoport törésmutató:

$$\mu_g = \frac{d(\mu\omega)}{d\omega} \quad (1.3)$$

amiből a  $v_g$  közelítő csoportsebesség:

$$v_g = \frac{c}{\mu_g} \cong 2c \frac{\omega^{1/2}(\omega_c - \omega)^{3/2}}{\omega_p \omega_c} \quad (1.4)$$

A fenti összefüggésből látszik, hogy terjedés csak a  $0 < \omega < \omega_c$  frekvenciákra lehetséges, és létezik egy frekvencia, melynek terjedési sebessége a legnagyobb, azaz futásideje a legkisebb. Ez a frekvencia az *orrfrequencia*, és homogén közegben  $\omega_c/4$ -gyel egyenlő. Az is látszik, hogy a terjedési út mentén a legkisebb girofrequencia a terjedési út mentén a legkisebb térerősségnél (dipólus modellt feltételezve a geomágneses egyenlítő síkjában) elvileg is a terjedés maximális frekvenciáját határozza meg.

A whistlerek keletkezését és terjedését részletesen tárgyalja Helliwell [1965]; Ferencz *et al.* [2001], és magyar nyelven [Tarcsai, 1972].

### 1.1.3. Vezetőcsatornák

A whistlerinverzió során feltételezzük, hogy a whistler erővonal mentén terjedt. Ez a terjedés a jelenleg elfogadott elmélet szerint úgynevezett vezetőcsatornában valósul meg. A vezetőcsatorna az erővonalat végig követő inhomogenitás, azaz környező



plazmánál nagyobb vagy kisebb sűrűségű struktúra, melynek átmérője néhány száz kilométer. A vezetőcsatorna két vége ionoszférában végződik. Ezek talppontján lép be a whistler a vezetőcsatornába, illetve lép ki onnan. Létezésüket közvetlen, in-situ mérések nem bizonyították, azonban számos közvetett jel utal rá. Helliwell [1965] nyomán ezek a következők:

1. A többutas whistler csoportokban diszkrét nyomok figyelhetők meg. Vezetőcsatornák hiányában azt várnánk, hogy a megvalósuló utak a térkoordinátákkal folytonosan változnak, ilyenkor egyetlen, szélesen szétkenődött whistlernyomot látnánk.
2. A többszörös visszaverődésű, úgynevezett többugrású jelek sorozataiban az egymást követő nyomok időkülönbség arányai egymás egészszerezesei. Következésképpen ilyenkor a jelek többször is pontosan ugyanazt az erővonalat követik, amit külső kényszer nélkül nehéz megmagyarázni.
3. A felülről az ionoszféra alsó határára ferdén érkező jelek visszaverődik, nem tudnak lejutni a felszínre, ezért nem lennének detektálhatók.

Természetesen mindez nem zárja ki, hogy a magnetoszférában ne terjedhetnének whistlerek vezetés nélkül, akár ferdén is, a fentiek elsősorban a földön is észlelhető whistlerekre vonatkozó megállapítások. Smith *et al.* [1960] sugárkövetéses szimulációi szerint a whistlerek kígyózó utat járnak be a vezetőcsatornán belül, hasonlóan az optikai szálakban utazó fénysugarakhoz. Smith & Carpenter [1982] eredményei szerint az ellenkező oldali ionoszféráról felfelé visszaverődő jelek más, szomszédos vezetőcsatornába is becsatlózkodhatnak.

### 1.1.4. A plazmaszféra elektronsűrűségének meghatározása whistlerekkel

A monokromatikus megoldás (1.2) csoport-törésmutatója alapján a whistler terjedési ideje a plazmaszférában

$$t(f) = \frac{1}{2c} \int_s \frac{f_p(s)f_c(s)}{f^{1/2}(f_c(s) - f)^{3/2}} ds, \quad (1.5)$$

az integrálási tartomány a mágneses erővonal 1000 km referenciamagasság feletti szakasza. Természetesen a whistlernek innen még le is kell jutnia a földfelszínre ahhoz, hogy detektáljuk, illetve a keltés helyétől fel kell jutnia erre a magasságba. A teljes  $T$  terjedési kiszámításához ezért figyelembe kell venni a plazmaszférában való terjedés előtt és után a Föld-ionoszféra hullámvezetőben való  $T_{wg1}$ ,  $T_{wg2}$ , valamint az ionoszférán való keresztülhaladás  $T_{i1}$ ,  $T_{i1}$  idejét is.  $T_{wg}$  esetén elhanyagolható a

## 1.1 Történeti áttekintés, elméleti alapok

frekvenciafüggés, míg  $T_i$  Park [1972] szerint a következő képlettel közelíthető:  $T_i = 0.7 \cdot f_0 F2 \sqrt{f}$ , ahol  $f_0 F2$  az F2 réteg kritikus frekvenciája.

A Föld körüli térben a plazmafrekvencia és a girofrekvencia pontról pontra változik. Utóbbit a Föld mágneses terének modelljei alapján számolhatjuk. A teret centrális dipóltérnek véve – mely erős mágneses viharokat kivéve jó közelítés a belső magnetoszférában – jó közelítés. Az erővonalakat azok földsugár egységben mért egyenlítői magassága alapján szokásosan az úgynevezett McIlwain paraméterrel adják meg,  $L = \cos^{-2} \phi$ , ahol  $\phi$  a dipól-szélesség. A mágneses tér dipól közelítésével a Föld körüli térségben az elektronok girofrekvenciája:

$$f_c = F_{c0eq} \left( \frac{R_0}{r} \right)^3 (1 + 3 \sin^2 \phi)^{1/2} \quad (1.6)$$

ahol  $F_{c0eq} = 873.6$  kHz a földfelszíni girofrekvencia a geomágneses egyenlítőn,  $R_0 = 6370$  km a földsugár,  $r$  a geocentrikus távolság.

Az (1.5) futásidő-integrálban ismernünk kell az erővonal ívhosszát – e mentén a „kiegyenesített” erővonal mentén történik az integrálás.

$$s = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{R_0}{\cos^2 \phi} \left[ \ln(\sqrt{3} \sin \phi + \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi}) + \sqrt{3} \sin \phi + \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi} \right] \quad (1.7)$$

Az  $f_c$  értéke a Föld középpontjától mért távolsággal gyorsan csökken, amit nem tud ellensúlyozni a plazma sűrűségének  $r$ -rel való csökkenése, ezért az (1.5) futásidő-integrál értékének közel 80%-a az erővonal egyenlítő körüli  $20-30^\circ$ -os tartományából adódik [Park, 1972]. Ez az a tulajdonság, ami a whistlereket kitűnő eszközzé teszi az egyenlítői elektronsűrűségek diagnosztizálására. Ezek meghatározására korábban a [Park, 1972] által kidolgozott modellt használták. Ez a plazmaszféra sűrűségeloszlására az úgynevezett diffúzív egyensúly modellt használja, mely az elektrosztatikus erők és a gravitációs erő együttes hatására kialakuló hidrosztatikai egyensúly szerint eloszló részecskéket feltételez [Angerami & Thomas, 1964]. A hullámterjedésre a (1.5) egyenletet, a térmodellre dipólt használt. Ezek után az  $L = 2-8$  tartományra whistlereket modellezett, majd a kapott jelformák (dinamikus spektrumon látható whistler nyomok) jellemző, szemmel könnyen meghatározható paramétereit ( $f_n$  orrfrekvencia és  $t_n$  orr-idő) összehasonlította a bemenő paraméterekkel. Azt találta, hogy a geometriai paramétereket viszonylag egyszerű egyenletek kapcsolák össze a

## 1.1 Történeti áttekintés, elméleti alapok

fizikai paraméterekkel ( $n_{eq}$  egyenlítői sűrűséggel és  $f_{ceq}$  egyenlítői girofrekvenciával):

$$f_{ceq} = K f_n \quad (1.8)$$

$$L = \left( \frac{8.736 \cdot 10^5}{f_{ceq}} \right)^{1/3} \quad (1.9)$$

$$n_{eq} = K_{eq} \frac{f_n t_n^2}{L^5} \quad (1.10)$$

$$n_1 = K_1 \frac{f_n t_n^2}{L^5} \quad (1.11)$$

$$N_T = K_T \frac{f_n t_n^2}{L}, \quad (1.12)$$

ahol  $K, K_{eq}, K_1$  és  $K_T$  kvázi-állandók, melyeket másodrendű polinommal közelítve a modellwhistlerekre a fenti képletek az eredeti paraméterektől legfeljebb 2.5%-kal eltérő értékeket adtak, az  $L = 2.5 - 7$  tartományban. A kapott állandókat táblázatos formába foglalta.

A whistlerelemzés alapját az orrfrekvencia és az orr-idő meghatározása jelentette. Emiatt azonban a módszer közepes és kis szélességeken észlelt whistlerekre nem volt alkalmazható, mert itt nem észlelhető a whistler felső része. Ezekre az esetekre dolgozták ki a whistlergörbe diszperzióján alapuló orrfrekvencia meghatározást. Bernard [1973] közelítő formulájában a (1.5) futásidő-integrált  $\Lambda = f/f_{ceq}$  hatványai szerint Taylor-sorba fejtette, a sorfejtést az első tagnál csonkította és a maradék tagot mértani sor összegeként írta fel:

$$D(f) = D_0 \frac{f_{ceq} - AF}{f_{ceq} - f} \quad (1.13)$$

$$D_0 = \lim_{f \rightarrow 0} D(f)$$

$$A = \frac{3\Lambda_n - 1}{\Lambda_n(1 + \Lambda_n)} \quad (1.14)$$

$$\Lambda_n = \frac{f_n}{f_{ceq}}$$

ahol  $D_0$  az Eckersley-féle diszperzió. Ez a közelítés mindössze három paraméter:  $D_0, f_{ceq}$  és  $f_n$  felhasználásával írja le a whistlereket.

Az első olyan módszer, amely az orrfrekvencia és orridő (vagy a keltővillám idejének) ismerete nélkül is megbízható eredményt ad, Tarcsai [1975, 1981] FIT módszere volt. A módszer a whistler nyomok bármely rész-szakaszán végrehajtható  $f$ -t párok kiolvasásán, és a keresett paraméterek mellett a keltővillám idejét is meghatározza.

[Lichtenberger, 2009] új whistler-inverziós eljárást dolgozott ki, amelyben a közvetlen fizikai jelentést nem hordozó  $D_0$  diszperzió és  $f_n$  orrfrekvencia helyett két

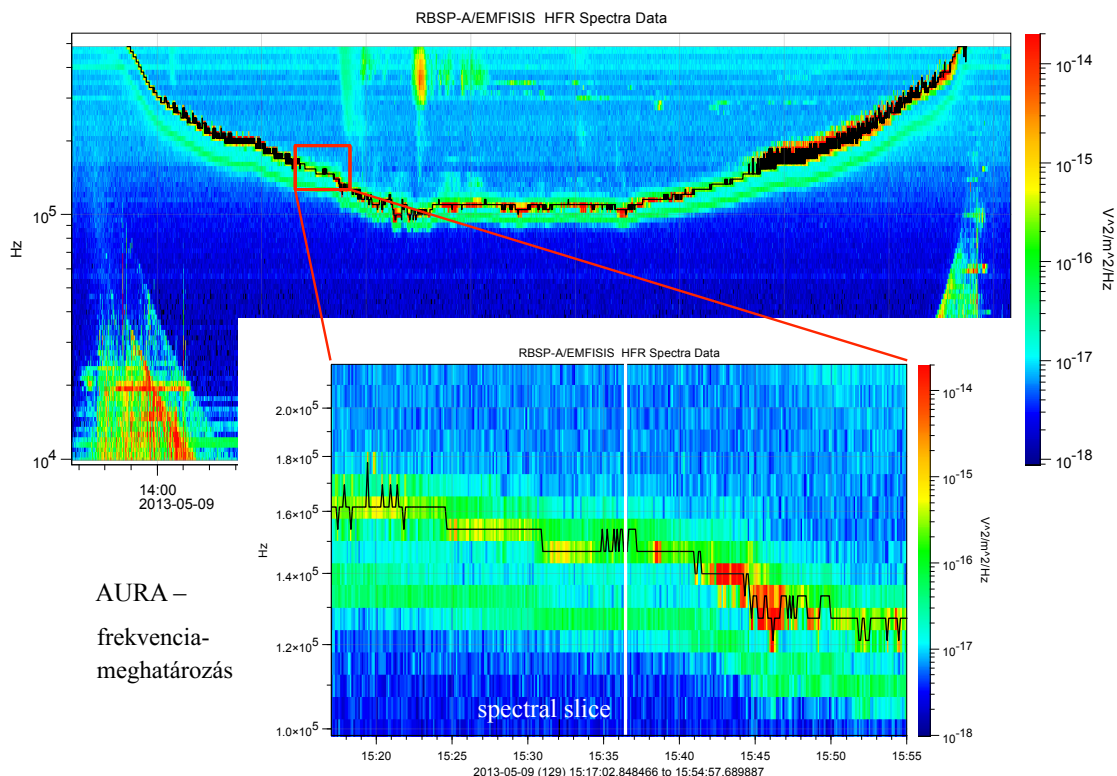
valódi fizikai mennyiséget, a terjedési út menti minimális girofrekvenciát (dipól tér esetén ez az erővonal L-értéke) és az egyenlítői elektronsűrűséget származtatta. Az addig használt, elméleti megfontolásokon alapuló dinamikus egyensúlyi sűrűségmodellt, amely az elektronsűrűség változását írja le a mágneses erővonal mentén, annál pontosabb, műholdas méréseken alapuló empirikus modellel váltotta fel. Ez előbb a [Denton *et al.*, 2002], majd a jelenleg ismert legpontosabb [Ozhogin *et al.*, 2012] modell volt.

A korábban csak manuálisan elmezhető adatok automatikus feldolgozására [Lichtenberger *et al.*, 2008, 2010] adott eljárást, rendre automatizálva a whistlerelemzés három fő lépését: (1) a whistler megkeresését a nyers VLF adatokban (2) az f-t párok kiolvasását a dinamikus spektrumokról (ún. spektrogramokról), azaz a whistler skálázását, és végül (3) plazma és terjedési paraméterek számítását az f-t párokra alkalmazott whistlerinverziós eljárással.

## 1.2. Műholdas plazmasűrűségmérések

A következő fejezetekben számos plazmasűrűség-mérés kerül szóba, részben mint új módszerek, részben mint a különböző mérések közötti kalibráció eszközei. Az áttekinthetőség érdekében a következőkben felsorolom a dolgozatomban érintett műholdas plazmasűrűség méréseket. Többségében a Van Allen Probes műholdak méréseiről van szó, mivel ezek pályája ideális a plazmaszféra tanulmányozásához. Az itt felsoroltakon túl további műholdas plazmasűrűség mérési elvek leírását adja Wüest *et al.* [2007].

1. *AURA*. A VAP EMFISIS műszercsomag HFR-spektrum mérései alapján, az AURA félautomatikus algoritlussal [Kurth *et al.*, 2015] azonosított felsőhibrid-rezonancia értékekből számolt (L4 adatfeldolgozási szintű) „hivatalos”, az EMFISIS honlapján keresztül nyilvánosan hozzáférhető elektronsűrűség értékek. (Ha a kontextus egyértelmű, sokszor inkább „EMFISIS sűrűségek”, „L4 sűrűségek” vagy „ $f_{UH}$  sűrűségek” néven hivatkoznak rá.) A sűrűségértékek felbontását a HFR-spektrumok alacsony felbontása körülbelül 10%-ra ( $\Delta n/n$ ) korlátozza (1.2 ábra). A maximális mérhető érték  $\sim 3000 e^-/cm^3$ , melyet a HFR-spektrumokon mérhető legnagyobb  $f_{UH}$  érték korlátoz.
2. *NURD*. Az AURA-val azonos bemeneten dolgozó, de teljesen automatikus, ezért gyorsabb, viszont ellenőrizetlen eredményeket produkáló algoritmus [Zhelevskaya *et al.*, 2016].
3. *VAP EFW műholdpotenciál*. A műholdak vezetőteste és egy, a műholdból a környező plazmába ékelődő elektromos tér szonda között mérhető elektromos



1.2. ábra. Példa az EMFISIS HFR-spektrum adattermékre, melyen az AURA algoritmus által meghatározott felsőhibrid-rezonancia is látható (fekete görbe). A kevés frekvenciabin következtében a spektrum pixelesen jelenik meg, és ennek köszönhetően a meghatározott felsőhibrid-rezonancia is nagy lépésekben változik.

potenciál alkalmas a környező elektronsűrűség nem túl pontos, de nagy időfelbontással végezhető meghatározására [Pedersen, 1995]. A VAP műholdak EFW (Electric Fields and Waves) műszeréből származtatott műholdpotenciál alapú sűrűségértékek szabadon elérhetők, ám mivel nincsenek kalibrálva, így legfeljebb a műhold által tapasztalt időbeli sűrűségrendek (növekvő, csökkenő, csúcs, völgy) meglétének igazolására alkalmasak [Wygant *et al.*, 2013].

4. *VAP HOPE plazmaspektrométer.* Itt említendő meg a Van Allen Probes műholdak nyújtotta harmadik plazmasűrűség-mérés kísérlet. Mivel ez az energikus részecskék detektálására tervezett részecskedetektor, nem meglepő, hogy az általunk vizsgált hideg plazma sűrűségének mérésére sem közvetlenül nem alkalmas (az érzékenység alsó határa elektronokra  $\sim 15$  eV, szemben a plazmaszférára jellemző  $\sim 1$  eV-tal), sem közvetve, az ionsűrűségek keresztül –  $n_e/n_i$  ismeretének hiányában –, legalábbis az AURA méréseknél nem pontos.

sabban [Goldstein *et al.*, 2014]. Ezért ezekkel a mérésekkel nem foglalkoztam.

5. *VAP EMFISIS HFR hullámforma.* Ha a műholdfedélzeten előállított HFR-spektrumok helyett – ahol elérhető – magát a HFR hullámformát, illetve az abból előállítható, nagyobb felbontású (2048 pontos) diszkrét spektrumokat használjuk a felsőhibrid-rezonanciák megkeresésére, akkor pontosabb sűrűségértékeket kapunk. Pontosságukat elsősorban a  $f_{UH}$  szélessége korlátozza. A 2. és 4. fejezetben az általában elérhető, 60 másodperces lépésközű hullámforma mérések [Koronczay *et al.*, 2018], a 8 fejezetben a speciálisan igényelt, sűrűbb lépésközű mérések szerepelnek.
6. *VLF alfa jelek hullámterjedés inverziója.* Mivel alkalmas a plazmasűrűség meghatározására, ide tartozik a 2. fejezet témáját képező hullámterjedés inverzió módszer is [Koronczay *et al.*, 2018], mely a VAP EMFISIS WFR vevővel regisztrált földi VLF adó impulzusok analíziséen alapul.
7. *VLF FSK jelek hullámterjedés inverziója.* A 8. fejezetben részletezett módon az alfa-inverziós módszer kiterjeszthető lehet a magasabb frekvenciás, FSK üzemi VLF adókra is.
8. *CLUSTER WHISPER felsőhibrid-rezonancia.* Az alapvetően a magnetoszféra határát vizsgáló CLUSTER műholdak élettartamuk egy részében a plazmaszférában is végeztek, illetve végeznek méréseket. A WHISPER hullámmérő műszer felső frekvenciahatára 80 kHz, a felsőhibrid-rezonancia körülbelül 80 elektron/cm<sup>3</sup> sűrűségig alatt esik ebbe a tartományba. A plazmaszférában jellemzően ennél magasabb a sűrűség, ezért az így előállított sűrűségértékeket [Lichtenberger *et al.*, 2017] nem használtuk kalibrációra.
9. *CLUSTER WHISPER alsóhibrid-rezonancia.* A WHISPER műszer képes aktív mérésekre is. Ilyenkor az antennák segítségével kibocsát egy alacsony frekvenciás jelet, mely képes a környező plazmában egyébként megfigyelhetetlen rezonanciafrekvenciákat gerjeszteni. Ezeket néhány másodperccel később a műszer – már passzív módban – rögzíti, és az így kapott „aktív spektrumok” a plazma további vizsgálatát teszik lehetővé [Trotignon *et al.*, 2003, 2010]. A 5. fejezetben meghatározzuk az aktív spektrumokon az így gerjesztett  $f_{LH}$  alsóhibrid-rezonanciákat, melyekből meghatározható a plazmasűrűség [Kougbélénou *et al.*, 2011; Lichtenberger *et al.*, 2017]. Megemlítendő, hogy a gerjesztett alsóhibrid-rezonancia nem a részecskesűrűségtől, hanem az effektív iontömegtől függ, és így a plazma ionösszetételétől is.

### 1.3. A Van Allen Probes műholdak EMFISIS műszerének mérési módjai

Dolgozatomban sok helyen hivatkozok a Van Allen Probes űrszonda EMFISIS műszercsomagjának hullámméréseire. Ezek a mérések sokféle különböző paraméterű és célú üzemmódban valósulnak meg, de az üzemmódok és az elkészülő adattermékek elnevezése nem mindig egységes, paramétereik pedig nem feltétlenül egyeznek a vonatkozó dokumentumban szereplővel [Kletzing *et al.*, 2013]. Ezért az áttekinthetőség kedvéért a következőkben összefoglalom az általam használt mérési módokat.

1. *WFR continuous burst mód.* Az EMFISIS műszercsomag részét képező WFR (Waveform Receiver) vevőegység hat csatornán (három elektromos és három mágneses) mintavételez 35 kHz-en. A műszer aluláteresztő szűrője 12 kHz fölött levág, így csak az ennél kisebb frekvenciájú jelek megfigyelésére alkalmas, mint például whistlerek és kórusok. Történetesen azonban van egy földi VLF adóhálózat, melynek jelei szintén megfigyelhetők (lásd a 2. fejezetet). A hat csatornás mérés lehetővé teszi a jelek terjedési irányának meghatározását is. A *WFR continuous burst* módú mérés parancsvezérelt, csak a mérésterv által meghatározott helyeken és időben készül. Egyszerre egy 6 másodperc hosszúságú szakasz tárolható el, de ezek követhetik egymást folyamatosan. A műholdfedélzeti tárolóegység és a telemetria korlátai miatt ilyen (a) folyamatos mérés körülbelül 10 percen keresztül végezhető keringésenként. Ezért két további üzemben végezhető ez a mérés. (b) Az egyik esetében minden  $N$  percnyi mérésből a legjobb  $M$  6 másodperces szakaszt tartják meg, ahol a "legjobb" mérés három választható frekvenciasáv teljesítményével van definiálva ( $N$  és  $M$  értéke programozható). (c) A másik lehetőség, hogy  $N$  percig mérünk, majd  $M$  percig szüneteltetjük a mérést. A 2. fejezet 2.4 ábráján látható mérések az (b) módszerrel, az 2.3 és 2.5 ábrán látható mérések a (c) módszerrel készültek.
2. *HFR spektrumok.* Az EMFISIS műszercsomag HFR (High Frequency Receiver) vevője csak egy (elektromos tér) csatornán mér, viszont 1.31 MHz mintavételezési frekvenciával működik, és körülbelül 550 kHz-ig érzékeny. Egy mérési ütemben 4096 mintavételezési pont kerül digitalizálásra. Az adatmennyiség csökkentése érdekében ezeket átlagolják 82 darab, 10 kHz és 500 kHz közötti, logaritmikus skálán egyenletes szélességű frekvenciasávtartományban (1.2 ábra). Az így előállított spektrum 82 értéket tartalmaz, a legalacsonyabb frekvenciasáv szélessége  $\sim 1000$  Hz, a legnagyobb  $\sim 30$  kHz. Ezt a mérést más kampánymérésektől függetlenül folyamatosan végzik, 6 másodperces időközönként. Ezekből a spektrumokból állítják elő a felsőhibrid rezonancia meghatározásán alapuló félautomatikus algoritmussal (AURA) az ún. L4 szintű

### 1.3 A Van Allen Probes műholdak EMFISIS műszerének mérési módjai

---

adatként publikált hivatalos sűrűségméréseket [Kurth *et al.*, 2015], és az ezt automatizáló NURD algoritmus is ezen dolgozik [Zhelavskaya *et al.*, 2016]. Ennek következtében, mivel a 82 sáv elég széles, az ebből számolt sűrűségértékek is erősen diszkrét eloszlásúak. Az egycsatornás mérés miatt itt nincs lehetőség iránymeghatározásra, a műhold forgása okozta hatások korrekciójára.

3. *HFR hullámforma minta - nagy lépésközzel.* A HFR vevő teljes 4096 adatpontból álló ( $\sim 3.1$ ms hosszúságú) mintáját is eltárolják, de csak 60 (néha  $\sim 65$ ) másodperces időközönként. A 2. és 4. fejezetekben tárgyalom az ebből az adattermékből előállítható sűrűségméréseket. A 8.4 ábrán látható egy további megfigyelés az így előállított spektrumokon. Érdeemes kiemelni, hogy ez az üzemmód, a HFR minták nagy lépésközü tárolása a műholdak teljes missziója alatt folyamatosan üzemel, így ebből hosszú időszakra nyerhetők ki információk.
4. *HFR hullámforma minta - sűrített lépésközzel.* A 4096 pontból álló mintákat a műszer üzemeltetőivel való együttműködésben általam kidolgozott kampány keretében sűrített, 1 másodperces lépésközzel tárolták el. Ezt a 8. fejezetben tárgyalom.
5. *HFR hullámforma - hosszú rögzítés.* A HFR vevő folyamatos üzemben is működtethető, melynek során az 1.31 MHz-cel mintavételezett jel folyamatosan, de egyszerre legfeljebb 1 másodperc hosszan kerül tárolásra. Egy ilyen teszt-mérés látható a 8.5 ábrán, melyet a 8. fejezetben tárgyalok.



## 2. fejezet

# Új eljárás a plazmaszféra elektronsűrűségének műholdas mérésére

### 2.1. Bevezetés

Az alacsonyfrekvenciás (VLF, 3-30 kHz) mesterséges jelek vétele régóta szerepet játszik a plazmaszféra vizsgálatában. Ilyen adások jelének vezetettségét kimutatták földön McNeill [1967] és műholdon Bullough *et al.* [1969, 1975]; Cerisier [1973]; Larkina *et al.* [1983]; Sonwalkar *et al.* [1994]. Ugyanakkor nem vezetett VLF jeleket is detektált a plazmaszférában Cerisier [1974]; Bell *et al.* [1981]; Neubert *et al.* [1983]; Sonwalkar *et al.* [1994]. Az Akebono műhold ötcsatornás mérése alapján Yamamoto *et al.* [1991] meghatározták az Omega VLF adók Poynting-vektorát.

VLF adásokat használt a hullám-részecske kölcsönhatásokat tanulmányozta a [Helliwell & Katsufurakis, 1974]. [Imhof *et al.*, 1983] megmutatták, hogy a VLF adások befolyásolhatják az elektronok kicsapódását.

Inan *et al.* [1977] kísérletet tettek a plazmaszféra elektronsűrűség eloszlásának modellezésére az Imp-6 műholdon detektált vezetetlen VLF jelek sugárkövetéses modellezése segítségével. Ehhez az erővonalmenti sűrűségeloszlás modelljére csak elméleti modell állt rendelkezésére. Tovább nehezítette a feladat megoldását, hogy a vezetetlen jelek akár többféle utat is követhetnek, amihez többféle megoldás kapcsolódik.

Kimura *et al.* [2001] javaslatot tettek hasonló eljárásra, az Omega adók jele és az Akebono műhold hullámméréseinek felhasználásával, szintén sugárkövetéssel és a diffúzív egyensúly modellt használva [Angerami, 1966]. A kapott eredményeket nem vetették össze más mérésekkel.

Ma már rendelkezésre állnak modern, empirikus méréseken alapuló erővonalmen-

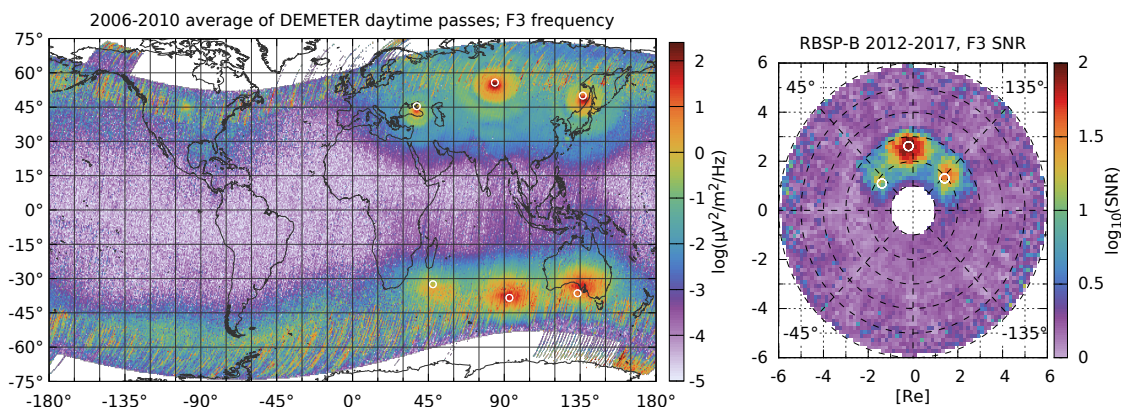
ti sűrűségeloszlás modellek [Ozhogin *et al.*, 2012]. A Van Allen Probes műholdakon 6 csatornás hullámmérés áll rendelkezésre [Kletzing *et al.*, 2013], mely lehetővé teszi a hullámok terjedés irányának meghatározását. Vezetett VLF jelek esetén ismerjük a terjedési utat, így jó eséllyel próbálkozhatunk az hullámterjedés inverziójával. A következőkben erre teszünk kísérletet az impulzusüzemben működő Alfa VLF adók esetén.

## 2.2. Mérések és adatok

### 2.2.1. Az Alfa VLF adók

Az Alfa egy szovjet/orosz katonai rádiónavigációs rendszer, amelyet a szovjet/orosz haditengerészet használt/használ, elsősorban a Jeges-tengeren tartózkodó hadihajók és tengeralattjárók helyzetének meghatározására. Bár az Alfa rendszer az 1970-es évek óta üzemel, a mai napig kevés hivatalos információ jelent meg róla. Első támpontunk Jacobsen [2006], Jaatinen [2011] és Balov & Zarubin [2016] munkái voltak. Ezután három meglévő AWDANet állomás [Lichtenberger *et al.*, 2008, 2010] VLF vevője segítségével végeztünk méréseket. Ennek a három állomásnak (Tihany, Tvärminne és Karümsina, lásd 3.2. ábra) a 2000 km-es környezetén belül található Alfa adó. Mérésünkkel igazoltuk az irodalomban szereplő alfa szekvenciák helyességét, (2.1. táblázat), és meghatároztuk azok pontos időzítését, jelformáját (2.2c ábra).

Az ALFA (más jelöléssel RSDN-20) rádiónavigációs rendszer három-öt állomásból áll, melyek mindegyike egyedi, ismétlődő szekvenciát sugároz. A szekvenciák négy fix frekvencia közül választott rövid, monokromatikus impulzusokból (illetve szünetekből) állnak. Az impulzusok hossza 400 ms, melyet mindig 200 ms szünet követ. Az adásszekvenciák hat darab impulzusból állnak, így a szekvencia teljes hossza 3,6 másodperc, amely óránként ezerszer ismétlődik. A szinkronizációt csak az UTC szökőmásodpercek zavarják meg, tapasztalatunk szerint ilyenkor néhány nappal később áll vissza helyes ütemezés. A három fő frekvencia  $F1 = 11904 \text{ Hz}$ ,  $F2 = 12648 \text{ Hz}$  és  $F3 = 14880 \text{ Hz}$ . A negyedik frekvenciát ( $F4 = 12090 \text{ Hz}$ ) csak Revda állomás használja. Az impulzusok nem tartalmaznak semmilyen modulációt vagy egyéb információt. Az adásszekvencia az 2.1 táblázatban látható. Amint azt saját méréseink igazolták, jelenleg három állomás működik folyamatos üzemben: Krasznodar ( $45.403^\circ\text{N}$   $38.158^\circ\text{E}$ ,  $L=1.79$ ), Novoszibirszk ( $55.758^\circ\text{N}$ ,  $84.446^\circ\text{E}$ ,  $L=2.69$ ) és Elban ( $50.072^\circ\text{N}$   $136.609^\circ\text{E}$ ,  $L=1.97$ ); utóbbira az irodalomban a közelebbi nagyvárosok nyomán Habarovszk vagy Komszomolszk adóként is hivatkoznak. Egy negyedik állomás, Revda ( $68.037^\circ\text{N}$   $34.679^\circ\text{E}$ ,  $L=5.56$ ) csak rövid időszakokban bizonyult aktívnak. Az irodalom említ egy ötödik állomást is, ilyennek azonban nem találtuk nyomát. A rendszer részletesebb leírását adja Jacobsen [2006] és Jaatinen [2011].



2.1. ábra. Balra: zajhátteret meghaladó elektromos tér erőssége hosszú időátlagban az F3 alfa frekvencián, az alacsonypályás DEMETER műhold ICE mérőműszerének adatai alapján, a napszinkron pálya nappali áthaladásait használva. A fehér körök a három ALFA adó helyét jelölik (az északi féltekén, nyugatról keletre haladva: Krasznodar, Novoszibirszk és Elban), valamint azok geomágneses konjugált pontjait (a déli féltekén). Jobbra: Átlagos jel-zaj viszony az F3 alfa frekvencián a Föld egyenlítői síkjában, az RBSP-B műhold EMFISIS műszerének HFR-spektrum módú mérései alapján. A fehér körök az adókból induló erővonal és az egyenlítői sík metszéspontját jelölik. A kezdő meridián balra mutat.

Az egyes állomások adásszekvenciája egyedi, ami lehetővé teszi a megfelelő adó felismerését egy VLF regisztrátumban, amennyiben a teljes szekvencia szerepel benne. Földi vevőállomások segítségével végzett tesztmérésünk során az impulzusok relatív amplitúdója, iránya (iránymérésre alkalmas vevők esetén) és az adó és a vevő közötti terjedés okozta késleltetés alátámasztotta az adó adásszekvencia alapján végzett azonosításának helyességét. A 2.2a ábrán látható regisztrátum az egyik adóhoz (Elban) közel készült, azon megfigyelhető a közelebbi adó erős jele és a távolabbi adó gyengébb jele (a harmadik, legtávolabbi adó jele nem látszik). A 2.2b ábra egy műholdas regisztrátum, mely során a műhold az adóval (Elban) azonos földrajzi meridiánon helyezkedett el. Bár a műszer aluláteresztő szűrője levágta az F3 frekvenciát, a megfigyelhető szekvencia így is csak az Elban adóéval konzisztens, a másik két adóéval nem (v.ö. 2.1). Amennyiben az adásszekvenciának csak egy része, esetleg egyetlen impulzus jelenik meg a regisztrátumon, a műhold pozíciója és az adótól a műholdig tartó jelterjedés okozta késleltetés becslése alapján még mindig meg tudjuk határozni az adott impulzus forrását. Az adó téves azonosításához az impulzus időzítésében több, mint az időablak felének, 300 ms-nak megfelelő tévedés kellene.

A magnetoszféra adott pontján a helyi elektron girofrekvencia értéke  $f_{ce} = \frac{eB_0}{2\pi m}$ , ahol  $B_0$  a helyi háttér mágneses mező erőssége,  $e$  és  $m$  az elektron töltése és töme-

## 2.2 Mérések és adatok

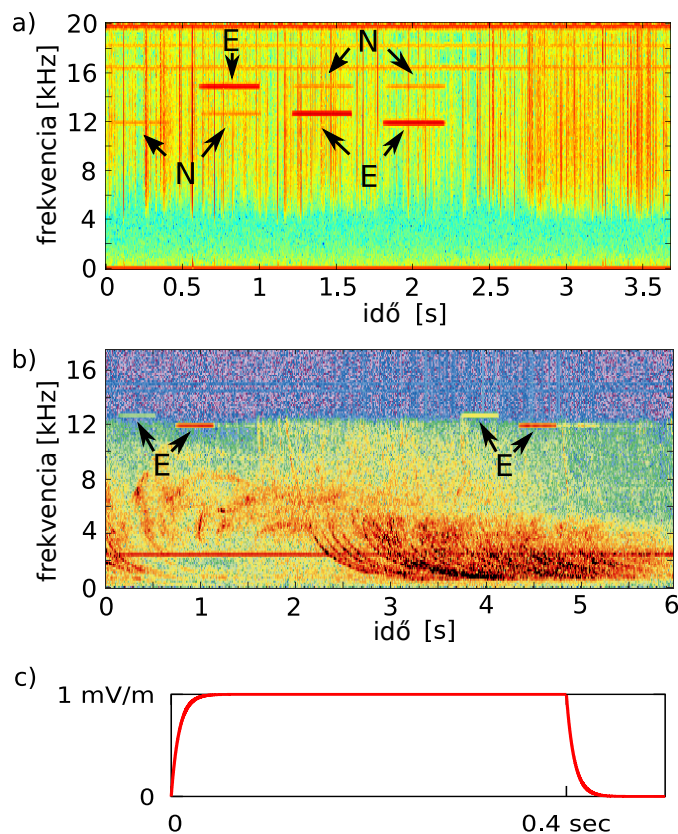
2.1. táblázat. A három fő alfa adó (Krasznodar, Novoszibirszk és Elban), valamint a ritkán használt negyedik adó (Revda) adásszekvenciája. A teljes szekvencia 3,6 másodpercig tart, mely hat, egyenként 600 ms időablakra oszlik. Maguk az impulzusok 400 ms időtartamúak, melyet 200 ms szünet követ; burkológörbék az 2.2c ábrán látható.

Időablak #	#1	#2	#3	#4	#5	#6
Frekvencia						
F3 = 14880 Hz	Krasznodar	Elban	Novoszibirszk (Revda)	Novoszibirszk	-	-
F2 = 12648 Hz	(Revda)	Novoszibirszk	Elban	Krasznodar	-	-
F4 = 12090 Hz	-	(Revda)	-	-	-	-
F1 = 11904 Hz	Novoszibirszk	-	Krasznodar	Elban	(Revda)	-

ge. Ahhoz, hogy egy monokromatikus vezetett elektromágneses jel végighaladjon a teljes erővonal mentén, szükséges feltétel, hogy a jel frekvenciája sehol se haladja meg a helyi girofrekvencia értékének felét. Ebből következően minden L-héjhoz – és annak megfelelő  $B_{0min}$ -hoz tartozik egy maximális frekvencia, amely a két félgömb közötti vezetett terjedést tud produkálni. Másként fogalmazva, minden frekvenciához tartozik egy külső határ-L-érték, melyen belül valósulhat csak meg az ilyen terjedés [Clilverd *et al.*, 2008]. Az alfa frekvenciákra alkalmazva  $F3=14.8$  kHz esetén ez a határ  $L=3.1$ , míg  $F1=11.9$  kHz esetén  $L=3.3$ . Tehát ennél alacsonyabb L-értékek esetén számíthatunk arra, hogy vezetett alfa impulzusokat figyelhetünk meg. Szerencsénkre a három fő adó földrajzi elhelyezkedése bőven beleesik ebbe a tartományba. Megemlítjük, hogy az említett L határértéken túl is bekövetkezhet vezetett terjedés - az erővonal egy szakaszán, az adótól kezdődően, valahol a mágneses egyenlítő előttig bezárólag.

### 2.2.2. Műholdas detektálás

Az impulzusok műholdas detektálását a Van Allen Probes műholdak EMFISIS műszerével végezzük. Ehhez a *WFR continuous burst* üzemi méréseket használjuk (lásd 1.3 szakasz). A WFR vételi egységben a digitalizálás előtt az aluláteresztő szűrője 12 kHz-nél levágja a jelet, ami megfigyelhetetlenné teszi az  $F3$  frekvenciát. Ugyanakkor az  $F1$  – és a szűrő lassú levágása miatt néha az  $F2$  frekvencia is – megfigyelhető marad. Ez azt jelenti, hogy a WFR 6 másodperc hosszú mintái ideálisak egy vagy több 400 ms hosszú alfa impulzus pontos detektálásához. A 2.2b ábrán példát adunk egy ilyen mérésre. A hat csatorna továbbá lehetővé teszi a hullámkarakterisztika meghatározását, amint azt később megmutatjuk.



2.2. ábra. Példa detektált alfa jelekre. (a) VLF spektrogram a kamcsatkai Karüm-sina AWDANet állomásról, melyen élesen megfigyelhetők az elbani (1500 km távolságú) és a novoszibirszki (4500 km távolságú) adók jele - v. ö. 2.1. A várakozásnak megfelelően a közelebbi adó jele erősebb. (b) Az RBSP-A műhold WFR mérésének spektrogramja, mely az elbani adó meridiánjához közel készült. Jól látszik az adó impulzusszekvenciájának két alsó frekvenciája, a mérés 12 kHz feletti részét a műszer analóg aluláteresztő szűrője levágta. A többi, távoli földrajzi meridiánon elhelyezkedő adó jele nem észlelhető. (c) Egy alfa impulzus burkológörbéje, amit földi VLF mérésekből határoztam meg. Az exponenciális fel- és lefutó él időállandója 2 ms (a képen a jobb ábrázolhatóság érdekében eltúlozva).

### 2.2.3. Referenciamérések

Az általunk adott módszerrel a vezett alfa impulzusok inverziójából számolt sűrűségértékeket szeretnénk összevetni valamilyen más elfogadott és lehetőleg más elven alapuló mérésből származó referenciaméréssel. A Van Allen Probes sűrűségmérései közül számunkra az *AURA* algoritmussal előállított az EMFISIS HFR-spektrumokona azonosított felsőhibrid-rezonancián alapuló mérés a megfelelő (lásd

1.2 szakasz). Ahol az AURA adatok hiányoznak – például mert a munkaigényes emberi ellenőrzést még nem végezték el –, ott a *NURD* kimenetét használjuk.

A sűrűségérték felbontása mindkét módszerrel 10% ( $\Delta n/n$ ). Annak érdekében, hogy pontosítsunk a referenciaméréseken, a *VAP EMFISIS HFR hullámforma* alapján (lásd 1.2 szakasz) meghatároztam a felsőhibrid-rezonancia pontosabb értékét, és ebből számoltam pontosabb elektronsűrűséget (lásd 4. fejezet). Az így kapott értékek pontossága a jel tisztaságától függően  $\pm 2$  és  $50 \text{ cm}^{-3}$  között változott.

A 2.3-2.5 ábrákon az imént felsorolt AURA/NURD és HFR-jelforma alapú mérések szerepelnek referenciaként.

## 2.3. Módszertan

### 2.3.1. A vezetett terjedés igazolása

A 2.2.1 szakaszban amellet érveltünk, hogy az alfa jelek várhatóan vezetett terjednek, az adók földrajzi közelségéből kiindulva és a mágneses erővonalakat követve. Ezt a 2.1 ábrán látható méréseink is alátámasztják. Bal oldalon az egyik alfa frekvencián mért elektromos mező hosszútávú átlaga látható a DEMETER alacsonypályás, napszinkron műhold ICE műszerének [Berthelier *et al.*, 2006] mérése alapján. A három fő alfa adó fölött többlet teljesítmény figyelhető meg, és ami különösen fontos, azok mágneses konjugált pontja környékén is, az ellenkező félgömbön. Ezt csak a Föld-ionoszféra vezetősatornán kívüli, a magnetoszférában történő terjedés magyarázhatja, ahol a jelek vezetett terjedéssel, a mágneses erővonalakat követve jutnak el a konjugált pontig. Ilyen vezetett alfa jeleket korábban Tanaka *et al.* [1987] és Cohen *et al.* [2010] észlelt Ausztráliában, az egyik konjugált pont közelében. A 2.1 ábra jobb oldalán a Föld egyenlítői síkjában mért, az egyik alfa frekvenciához tartozó átlagos jel-zaj arányt ábrázoltuk, az RBSP-B műhold EMFISIS HFR-spektrum mérései alapján (lásd 1.3 szakasz). Az egyenlítői sík nagyjából középen metszi a három adóból induló mágneses erővonalat. A síkon lévő három metszéspont közelében három jelerősség többletet mutató folt figyelhető meg.

Az adók és a vevők eltérő aktív ciklusideje, valamint az eltérő mérési időszak miatt a két térképen látható jelerősségek közvetlenül nem hasonlíthatók össze. Ugyanakkor a jelátlagok térbeli eloszlása alátámasztja a terjedés vezetett voltát. Továbbá a 2.1 ábra jobb oldala konzisztens a korábban kapott, a megfelelő frekvenciára vonatkozó és a vezetett terjedés külső korlátját jelentő  $L=3.1$  értékkel.

### 2.3.2. Az impulzus beérkezési idejének meghatározása

Az inverziós eljárás bemenő paramétere a jel terjedési ideje az adótól a műholdon lévő detektorig. Ehhez a következőket kell ismernünk: 1) az adó által kibocsátott jelek

időzítését és 2) pontos beérkezési idejüket a műholdon. Mivel 1)-t nem részletezi az irodalom, ezért először meghatároztuk az impulzusok adásának pontos időzítését. Ezt az adókhöz közeli AWDANet detektorállomásokon végzett mérésekkel végeztük el, majd az itt detektált jelek beérkezési idejéből levontuk azok terjedési idejét. Az adó és a földi vevő közötti terjedést a Föld-ionoszféra vezetősatornában jól közelíthetjük a gömbi főkör mentén számolt terjedési idővel.

Az alfa mint hiperbolikus navigációs rendszer adói által kibocsátott impulzusok paramétereit eredetileg arra tervezték, hogy egyidejű vételükkor két impulzus fázisát hasonlítsa össze a vevő. Egyetlen impulzus beérkezési idejének pontos meghatározhatósága tehát nem volt cél. Ennek ellenére az beérkezés ideje meghatározható a szükséges pontossággal, ha az impulzus burkológörbét összevetjük az adás burkológörbéjével, amennyiben az ismert. Brown [1977] ugyanezt a problémát tárgyalja az alfához hasonló omega rendszer esetében.

Az adások pontos időzítését és az impulzus burkológörbét egymást követő mérések átlagolásával tudtuk meghatározni. Ez 1 ms-nál nagyobb pontossággal sikerült (2.2c ábra). A későbbiekben az így kapott burkológörbét vetettük össze a Van Allen Probes műholdakon regisztrált impulzusokkal a beérkezés pontos idejének meghatározásához.

Az egyes impulzusok műholdon mért beérkezési idejének pontossága változó volt. Néhány impulzus esetében ez a pontosság elérte az 1 ms-t. Általában azonban az alacsony jel-zaj viszony, valamint a korábban meghatározott burkológörbétől való eltérések miatt a beérkezési idő bizonytalansága 1 ms és 10 ms közötti volt. Egyes esetekben a jelek olyan gyengék vagy torzítottak voltak, hogy nem sikerült értékelhető beérkezési időt meghatározni. Ennek oka lehet a terjedés során történt hullám-részecske kölcsönhatás, hullám-hullám kölcsönhatás, csillapítás, gerjesztés, továbbá a vezetettől eltérő egyéb terjedés (Sonwalkar *et al.* [1994] például megfigyelte, hogy a többutas terjedés következtében a regisztrátumokon megjelenő jelek megnyúlhatnak). Az ilyen jeleket kihagytuk a további elemzésből.

### 2.3.3. Hullámterjedés-inverzió

Egy töredékutas whistler módusú jel teljes terjedési ideje a forrástól a műholdon lévő vevőig  $T = T_{wg} + T_i + T_m$ , ahol  $T_{wg}$  a Földön, pontosabban a Föld-ionoszféra vezetősatornán belül megtett terjedés ideje az adótól a feltételezhető kilépési pontig,  $T_i$  az ionoszférán való keresztüljutás ideje, és  $T_m$  a plazmaszféra médiumban megtett szakasz ideje.  $T$ -t a 2.3.2 szakaszban leírt módon megmérjük, majd ebből levonjuk  $T_{wg}$ -t és  $T_i$ -t, így kapjuk meg  $T_m$  értékét. .

$T_m$ , tehát a plazmaszféra beli szakasz terjedését ezután a longitudinális terjedésre vonatkozó közelítésmentes Appleton-Hartree diszperziós reláció segítségével invertáljuk (lásd pl. Helliwell [1965]). Ez a módszer hasonló az AWDANet-ben alkalmazott whistlerinverziós eljáráshoz Lichtenberger [2009]. A módszer három

eleme: (1) hullámterjedési modell (Appleton-Hartree) (2) mágneses tér modell (pl. dipól vagy IGRF) (3) plazmasűrűség eloszlás a terjedési út mentén (Ozhogin *et al.* [2012] modellje). A magnetoszférabeli szakaszra  $f$  frekvencián a terjedési idő

$$T_m(f) = \frac{1}{2c} \int_{path} \frac{f_p f_H}{f^{1/2}(f_H - f)^{3/2}} ds, \quad (2.1)$$

ahol  $f_p$  az elektron plazmafrekvencia,  $f_H$  a helyi elektron girofrekvencia, az integrált pedig a terjedési út mentén vesszük. (Részletesebben lásd Lichtenberger [2009].) Whistlerinverzió esetén a terjedési út az ionoszféra felső határától az ellenkező oldali ionoszféra felső határáig tart. A mért és számolt terjedési időket egy optimalizációs eljárás hozza összhangba, melynek kimenete a keltővillám ideje, a terjedés L-értéke és az egyenlítői elektronsűrűség.

Az alfa jelekre alkalmazott eljárás ettől két lényeges ponton tér el: (1) a terjedés L-értéke ismert, és (2) az 2.1. egyenletben szereplő integrált az ionoszféra tetejétől (amit 1000 km-nek veszünk) a műhold mágneses szélességéig vesszük. Utóbbi miatt az eljárást töredékugrású inverciónak nevezzük. Jelen munkában az IGRF-12 geomágneses modellt [Thébault *et al.*, 2015] és Ozhogin *et al.* [2012] elektronsűrűségprofil modelljét alkalmaztuk. Az inverziós eljárásból  $n_{eq}$  egyenlítői elektronsűrűséget kapunk, melyet könnyen átszámolhatunk a műhold helyén érvényes  $n_e$  lokális elektronsűrűségre, az in-situ referenciamérésekkel való könnyebb összehasonlíthatóság érdekében.

Az itt használt erővonalmonti sűrűségeloszlás modellt az IMAGE műhold RPI műszere által 2000 és 2005 között végzett 700 aktív szondázás kísérlet alapján dolgozták ki. Ez a távérzékeléses módszer gyakorlatilag azonnali nagy pontosságú erővonalmonti eloszlást nyújt, melyek statisztikai elemzéséből készült egy kevés paraméteres általános empirikus modellformula. Bár az átlagtól való jelentős eltérések is előfordulnak, jelenleg ez a legjobb modell az erővonal menti plazmasűrűség szélességfüggésére Ozhogin *et al.* [2012].

$T_{wg}$ -t a műhold talppontja és az adó közötti legrövidebb út és a fénysebesség hányadosával becsültük. A hullámvezetőben terjedő VLF jel sebessége ugyan kisebb, mint  $c$  [Helliwell, 1965], de ez kevesebb mint  $(1 - 10 \mu s)$  hibát okoz. Az ionoszférán keresztüljutás  $T_i$  idejének becsléséhez Park [1972] formuláját használtuk, mely az ionoszféra F2 rétegének  $f_0F_2$  kritikus frekvenciájától függ. Az ionoszféra állapotának becsléséhez a műhold talppontjai mentén a  $f_0F_2$  értékeket kiszámoltuk az IRI-2016 ionoszféra referenciamodellel [Bilitza *et al.*, 2017], majd a kapott értékeket átskáláztuk földrajzilag közeli ionoszondák mérésével. Ehhez a következő ionoszonda állomások adatait használtuk: Habarovszk, I-Cheon, Jakutszk, Kokubunji, Magadan, Manzhouli, Mohe, Petropavlovsk/Paratunka, Wakkanai (a 2.3-2.5 ábrákon sárga négyzettel jelölve).



## 2.4. Eredmények

A következőkben bemutatom az EMFISIS-t üzemeltető kutatócsapat által kéresemre végrehajtott 2016-os mérések egy részhalmazának elemzését. Három olyan félórás időszakot választottam ki (kezdő időpontjuk 2016-02-15 05:15 UT, 2016-03-18 17:00 UT és 2016-03-24 18:00 UT), amelyek során folyamatosan megfigyelhetők volt az alfa impulzusok. A mérések nem teljesen folytonosak, az első és az utolsó sorozat a *WFR continuous burst* szakaszos üzemmódban történt, három percenként egy perc folyamatos méréssel (lásd 1.3), a középső energiatriggerelt módban (valószínűleg a nagy számban jelenlévő whistlerek hatására).

Bár ezeket a sorozatokat azért választotam, mert különösen élesen figyelhetők meg az alfa impulzusok, ezekben is előfordult néhány kimaradt (nem detektált) impulzus, valamint néhány torz burkolójú, egymással átfedő, és végül meghatározhatatlan terjedési irányú jel. Ezek a jelenségek rendre a vezetőcsatornák hiányára, a közegben csillapított vagy hullám-részecske kölcsönhatást szenvedett jelekre, többszörös terjedési úton terjedt jelekre és ferde terjedésű jelekre utalhatnak. Az ilyen jelek nem képezik részét az elemzésünknek, és az ábrákon sem szerepelnek – az egyetlen kivétel a 2.5 ábrán látható ferde terjedésű jelek.

Az adatok feldolgozásához először megkerestük a regisztrátumokban a lehetséges F1 frekvenciájú alfa jeleket, meghatároztuk a beérkezési idejüket, majd feltételeztük az erővonalmonti terjedést és alkalmaztuk a 2.3.3 szakaszban bemutatott inverziós eljárást. [Ozhogin *et al.*, 2012] erővonalmonti sűrűségeloszlás modellje segítségével a kapott egyenlítői elektonsűrűségekből bárhol az erővonal mentén meghatározható a helyi elektronsűrűség. A 2.3-2.5 ábrák felső részén az így kapott helyi elektronsűrűséget hasonlítjuk össze az in-situ referenciamérésekkel. Összesen 233 impulzust dolgoztunk fel.

Bár Ozhogin *et al.* [2012] egy átlagmodellt ad az erővonalmonti sűrűségeloszlásra, egyedi méréseik jelentős variációkat mutatnak. Az általuk adott analitikus képlet:

$$N(L, \lambda) = N_{eq}(L) \cos^{-\beta} \left( \frac{\pi}{2} \frac{\alpha \lambda}{\lambda_{INV}} \right), \quad (2.2)$$

az egyedi eltérések az ebben szereplő ( $\alpha = 1.01$ ,  $\beta = 0.75$ ) paraméterek megváltoztatásával vehetők figyelembe. Ennek érdekében olyan  $\alpha$  és  $\beta$  paraméterpárokat kerestünk, melyekkel javul az egyezés az inverziós kimenetünk és a referenciamérések között. A három mérésorozathoz meg tudtunk határozni három, az átlagmodell-től kis mértékben eltérő paraméterpárt, melyekkel valóban jobb egyezés érhető el: (2016-02-15:  $\alpha = 1.00 \pm 0.05$ ,  $\beta = 0.25 \pm 0.05$ ; 2016-03-18:  $\alpha = 1.10 \pm 0.05$ ,  $\beta = 0.75 \pm 0.05$ ; 2016-03-24:  $\alpha = 1.05 \pm 0.05$ ,  $\beta = 0.90 \pm 0.05$ ). Ezek az értékek az Ozhogin *et al.* [2012] által tapasztalt értéktartományon belül helyezkednek el. Az átlagmodellel és a paraméterillesztett modellel kapott inverziós eredmények a 2.3-2.5

ábrák felső részén láthatók. A sűrűségértékek szórását az egyes impulzusok eltérő beérkezési ideje okozza. Ezek lehetnek valós eltérések vagy mérési hiba eredményei, amint azt a 2.5 szakaszban tárgyaljuk.

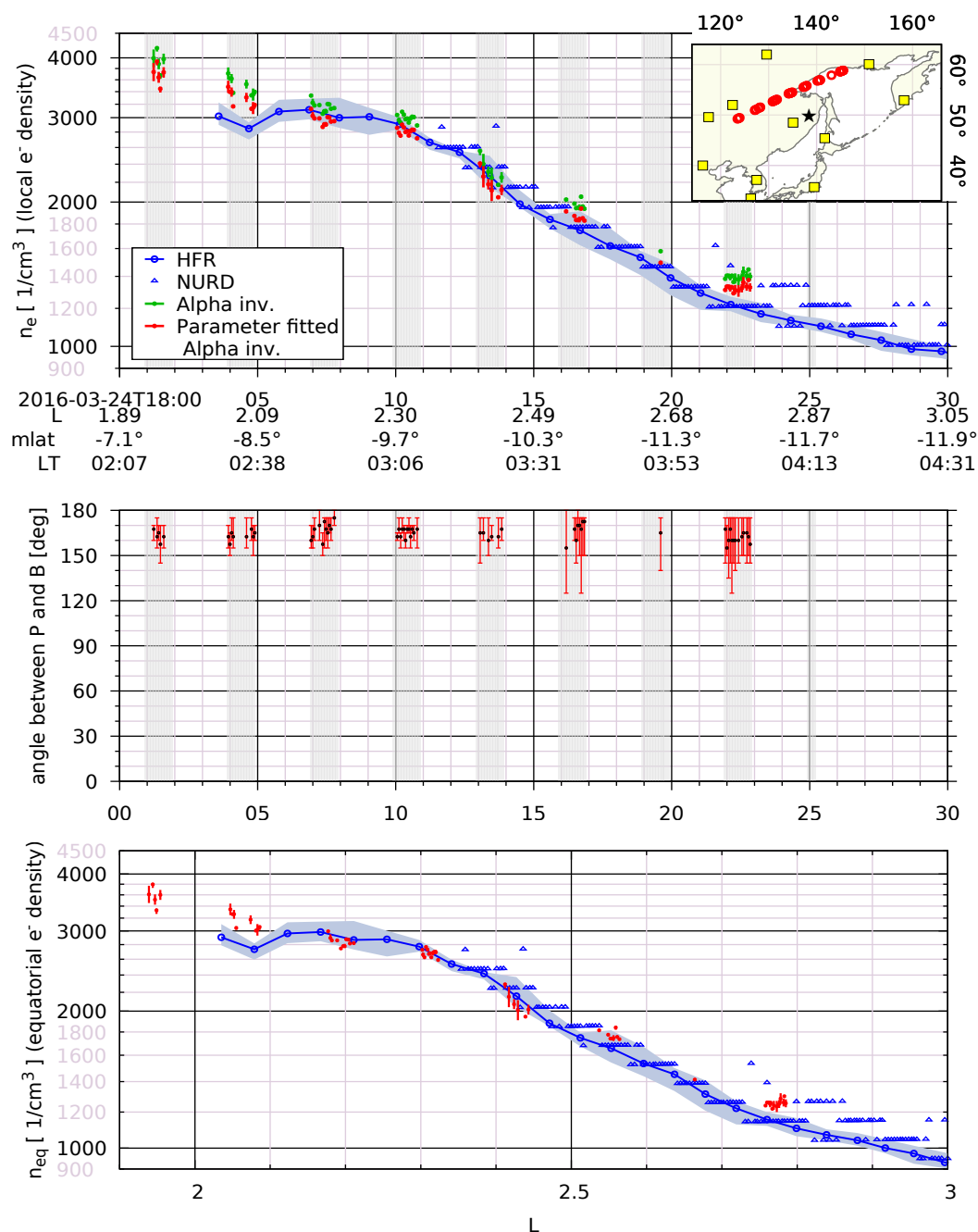
Második lépésként a hatsatornás WFR mérések alapján kereszt-teljesítményspektrumokat számoltunk, melyekből meghatározható a Poynting-vektorok iránya [Lichtenberger, 1995; Santolík *et al.*, 2010]. Ezzel igazolni tudjuk, hogy a Poynting vektorok valóban párhuzamosak az erővonallal, tehát a terjedés vezetett volt. A 2.3-2.5 ábrák középső részén a kapott Poynting vektorok és a helyi erővonal által bezárt szög látható.  $180^\circ$  felel meg az adótól távolodó irányú, erővonallal párhuzamos terjedésnek. A Poynting-spektrumokon kirajzolódó alfa impulzusok pixel-értékeit hisztogramon ábrázolva és arra Gauss-görbét illesztve becsültem a kapott irányok bizonytalanságát, amit az ábrákon hibavonalak jelölnek. A kapott értékek alátámasztják a vezetett terjedést.

A legtöbb esetben a terjedési irány  $180^\circ$ -hoz közeli volt. Ez alól kivételt képeznek a 2.5 ábrán részén  $t = 25$  környékén látható jelek, melyek ferde irányú terjedésre utalnak. Ennek megfelelően, a vezetett terjedést feltételező inverziós algoritmus téves, a referenciaértékektől távol eső sűrűségértékeket ad. Ez jól illusztrálja azt a tényt, hogy az összes többi esetben a kapott terjedési irányok és az inverziós eredmények egybeesése a referenciaértékekkel egymást erősítik.

A 2.4 ábra Poynting-ábráján néhány jel  $0^\circ$ -hoz közeli terjedés irányt mutat. Ez erővonal menti, de ellentétes irányú, az adóhoz *közeledő* jelet jelent. Ezek a jelek az adótól az erővonal menték eljutottak a konjugált pontig, ahol az ionosféra tetejéről visszaverődve visszatértek ugyanazon az úton. Ugyanez a folyamat a felelős a 7. fejezetben tárgyalt kétugrású whistlerek létrejöttéért. Az inverziós eljárásunk szerencsére könnyen módosítható erre az esetre, csak a megfelelő terjedési szakaszokra kell venni az integrált. A kétugrásúnak gondolt jelekre végrehajtottam az így módosított algoritmussal az inverziót. A kapott sűrűségértékeket a 2.4 ábra alsó és felső paneljén lila pontok jelölik. Az eredmény jó egyezést mutat a referenciamérésekkel. Ez ismét csak alátámasztja a terjedés vezetett voltát.

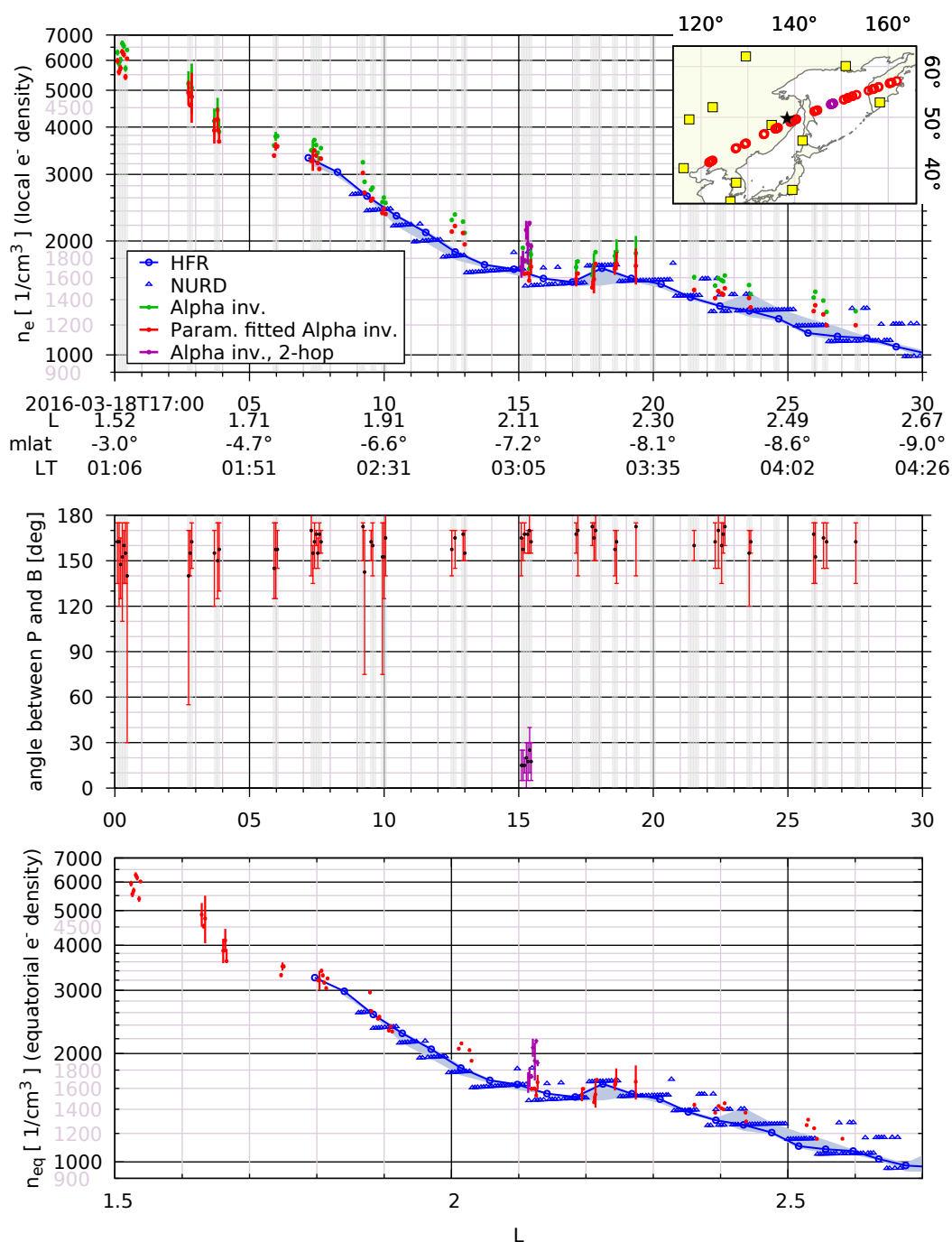
Végül a 2.3-2.5 ábrák alsó részábrái eredményeink és a referenciamérés további összehasonlításra adnak lehetőséget. Az in-situ referenciaértékeket átszámoltuk egyenlítői elektronsűrűségekre, és ezeket, valamint az inverzióból kapott megfelelő értékeket a műhold L-értékének függvényében ábrázoltuk. Az átláthatóság érdekében csak a paraméterillesztett Ozhogin *et al.* [2012] modell eredményeit ábrázoltuk.

## 2.4 Eredmények

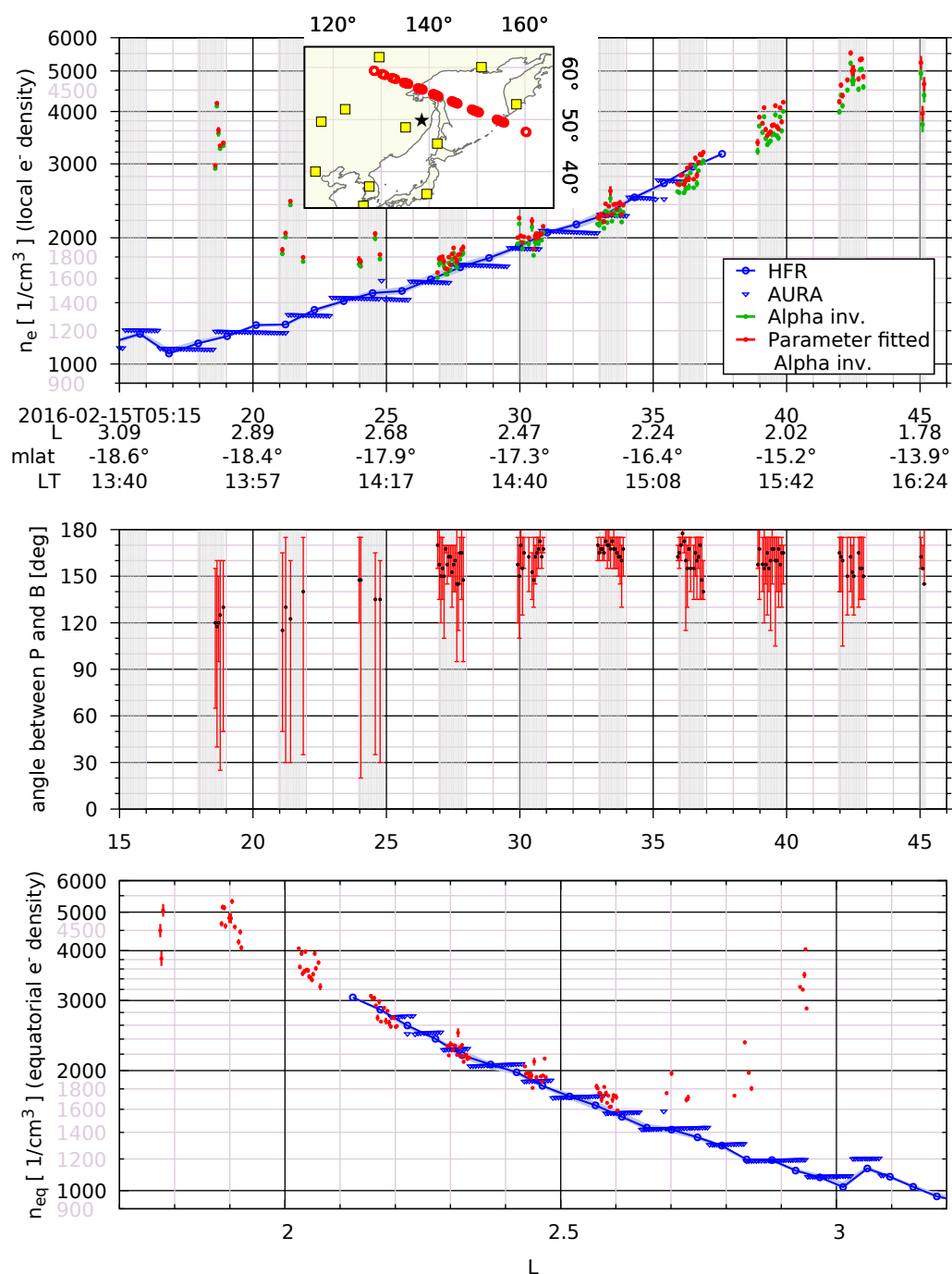


2.3. ábra. Fent: lokális elektronsűrűség értékek összehasonlítása, az általam adott VLF jelterjedés inverziós módszerből eredő (zöld pontok: az Ozhogin *et al.* [2012] modell alapértelmezett paramétereivel számolva, piros pontok: illesztett paraméterekkel; a hibavonalak az impulzus beérkezési idő meghatározásából eredő hibát jelölik) és a felsőhibrid-rezonancián mint referenciamérésen alapuló mérés (kék háromszög: NURD, kék kör: HFR jelforma elemzés, kék árnyékolt terület: utóbbi elemzés hibája) között. Szürke árnyékolt sávok az EMFISIS WFR c.b. módú mérések bekapcsolt időszakát jelölik. Belső ábra: a műhold talppontok (piros kör), az adó (csillag) és az ionosonda állomások (négyzet) helyét jelölik. Középen: az egyes impulzusokra meghatározott Poynting vektorok mágneses erővonalal bezárt szöge. Lent: a referenciamérés és az inverzió eredményének összehasonlítása, átszámolva egyenlítői elektronsűrűségre és az L-érték szerint ábrázolva – itt csak a paraméterillesztett eredményeket tüntettem fel.

## 2.4 Eredmények



2.4. ábra. Az részábrák magyarázata azonos a 2.3 ábrával. Néhány jel Poynting vektora (középső panel) ellentétes irányú, az adó felé haladó jelnek felel meg. Ez a déli félgömb ionoszférájáról való visszaverődés eredménye, hasonlóan az irodalomból ismert kétugrású whistlerekhez (lásd még 7. fejezet). Ezeket a jeleket a kétugrású terjedést figyelembe véve szintén invertáltuk (a paraméterillesztett Ozhogin *et al.* [2012] modellel), ennek eredményét az alsó és felső részábrán lila pontok jelölik.



2.5. ábra. Az részábrák magyarázata azonos a 2.3 ábrával, a referencia sűrűségértékek azonban az AURA algoritmusból származnak (kék háromszögek). Ennél a jelsorozatnál az első három jelcsoport lényegesen eltér a párhuzamos terjedéstől, mely magyarázza, miért térnek el az inverziós eredmények a referenciaméréstől (kieső pontok a felső és az alsó részábrán). A 2.3–2.4) ábrákkal ellentétben ennél a mérésnél a műhold a mérés során ereszkedő pályaszakaszon haladt, ezért időben növekedő sűrűséget mért, amint a fenti részábrán látszik.

## 2.5. Hibaforrások

A meghatározott sűrűségértékek két fő hibaforrása a VLF jelek mért terjedési ideje, illetve az inverziós eljárás során tett feltételezések. Az előbbi az adás és a beérkezési idő bizonytalanságából tevődik össze. Mivel a jelek kibocsátásának időzítését 1 ms-nál nagyobb pontossággal meg tudtuk határozni, a fő tényező a műholdon mért jel beérkezési ideje. Ez a jelek tisztaságán és élességén, végső soron a jel/zaj viszonyon múlik. Bizonytalansága általában kisebb, mint 10 ms, néhány esetben legfeljebb 1 ms. Ezeket a bizonytalanságokat jelölik a 2.3-2.5 ábrák alsó és felső paneljén az inverziós eredményeken feltüntetett hibavonalak.

A Van Allen Probes műholdak sajnos nem rendelkeznek nagy pontosságú fedélzeti időjel forrással, pl. GPS vevőkkel, ezért az EMFISIS hullámforma adatok időbélyege eleve pontatlan a valódi UTC időhöz képest. Az eredeti EMFISIS tervezési követelményeiben 50 ms adatfeldolgozás utáni pontosság szerepelt (lásd például Kirby *et al.* [2013, 2012]). A nem túl szigorú követelmény ellenére az érintett mérnökökkel végzett eszmecsere alapján a feldolgozott EMFISIS adatok időbélyegének pontossága valószínűleg sokkal jobb, 5 ms nagyságrendű. Ez azonban még mindig nem elég pontos ahhoz, hogy eldöntsük, az egymást követő jelek beérkezési idejében tapasztalható szórás (mely az egymás követő inverziós sűrűségértékek szórásaként jelentkezik a 2.3-2.5 ábrákon), vajon mérési hiba következménye, vagy a jelterjedés valódi eltérései okozzák.

Az inverzióban további bizonytalanságot okoz az ionoszféra sűrűségének bizonytalansága. Azonban az ionoszférabeli szakasz  $T_i$  ideje jellemzően kis részét teszi ki a teljes  $T_m$  terjedési időnek. A kettő aránya az itt tárgyalt három mérőszorozatnál: 3-20% (2016-02-15), 5-25% (2016-03-18) és 3-10% (2016-03-24), ahol a nagyobb érték az alacsonyabb L-héjhoz tartozik. További számolás nyomán ez azt jelenti, hogy az ionoszféra  $f_0F_2$  kritikus frekvenciájában még 50%-os hiba is csak rendre 3-10%, 4-20% és 3-7% hibát okoz a kapott plazmaszféra sűrűség értékekre.

## 2.6. Összefoglalás

Ha az erővonal menti sűrűségeloszlás modelljét helyesnek fogadjuk el, akkor az eddigiekben részletezett detektálási-inverziós eljárás alternatív módszernek tekinthető a plazmaszféra sűrűségének mérésére. Az in-situ mérésekkel szemben ez a teljes terjedési út menti sűrűségre érzékeny. A módszer mérési tartománya meghaladhatja a Van Allen Probes holdakon az EMFISIS HFR mérésekből kiolvasható felsőhibrid-rezonancián alapuló mérését (lásd 2.3-2.5 ábrák), melynek felső határa a műszer mintavételezési frekvenciájából következően  $3000\text{ cm}^{-3}$ .

A módszer korlátját jelentik a Van Allen Probes holdak adataiban az időbélyegek pontossága. Jövőbeli műholdas kísérleteknél ez pontosabb is lehet, azok tervezése-

kor az általam bemutatott mérés lehetőségét érdemes lehet megfontolni.

Érdemes megemlíteni, hogy az eddigiekben korrekciós faktornak tekintett ionoszférán keresztülhaladó terjedési szakaszra elvben hasonló eljárás lehet adható, alacsonypályás műholdak mérésein való alkalmazásra.

## 3. fejezet

# Földi whistlerészlelések valós idejű illetve archív adatainak feldolgozása

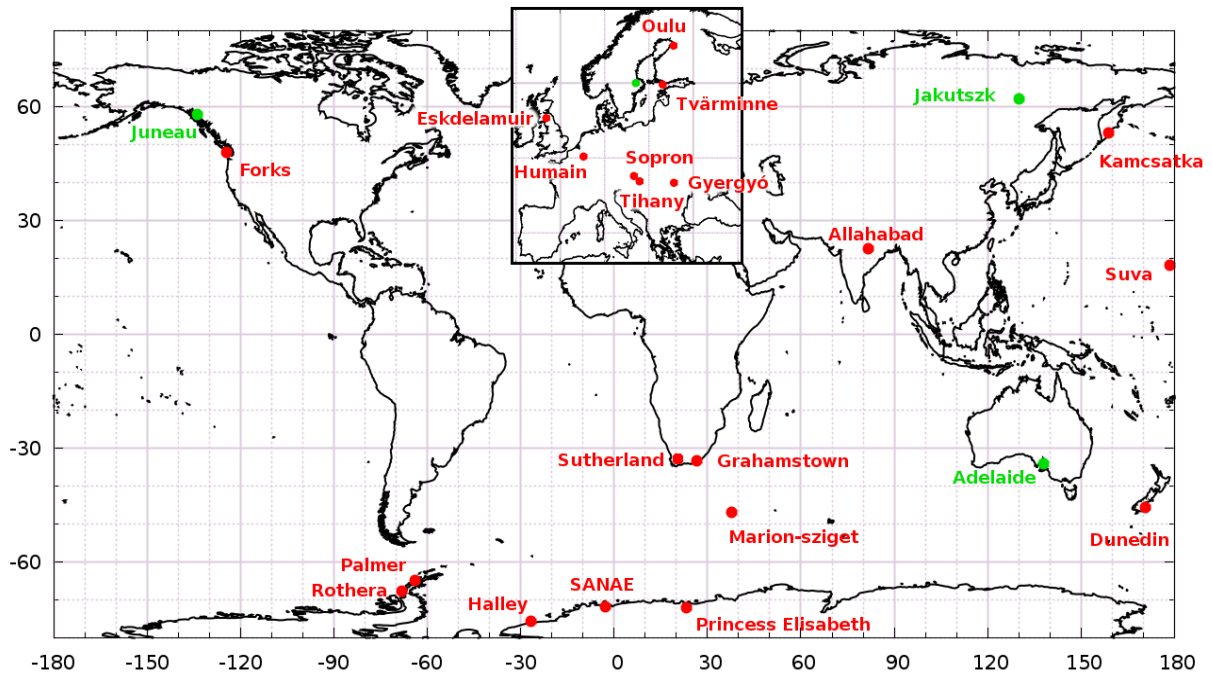
### 3.1. Az AWDANet hálózat

Az ELTE Űrkutató Csoportja közel 15 éve üzemeltet whistlerek kutatása céljából folyamatos üzemű VLF vevőállomásokat. Az első nemzetközi mérés 2005-ben, az új-zélandi Dunedinben indult, majd Dél-Afrikában, stb. Az állomások eredetileg csak a whistlerjelek detektálására voltak képesek. A feldolgozás folyamatos fejlődésével [Lichtenberger *et al.*, 2008; Lichtenberger, 2009; Lichtenberger *et al.*, 2010] bebizonyosodott whistlerek automatikus feldolgozhatósága. Az ebben rejlő potenciál miatt felmerült, a hálózat szisztematikus bővítése a plazmaszféra globális monitorozása céljából. Ez az európai uniós PLASMON projekt keretében valósult meg [Lichtenberger *et al.*, 2013]. A projekt során megvalósítottuk az automatikus whistlerelemző algoritmus valós idejű üzemét, valamint az állomások számát tizenötre bővítettük, globális lefedettséget biztosítva. A 3.1 ábrán az állomások bővítése, a 3.2 ábrán a hálózat térképe látható. A kutatásomban használt állomások koordinátáit a 6.1 táblázatban adtam meg.





3.1. ábra. (balra) A dolgozat szerzője a belgiumi Humain AWDANet állomás hurok-antennája előtt. (jobbra) A korábbi helyszín mesterséges eredetű elektromágneses háttérzajának növekedése miatt áttelepítettük a tihanyi állomás egy új helyszínre. A sziget üzemben működő állomás mérőtekercs antennája az épületen belül található.



3.2. ábra. Az AWDANet hálózat 2018 végén. A piros pontok az eddig üzembe helyezett állomásokat jelölik, a zöldek a közeljövőben tervezett állomásokat. Ebben a tanulmányban csak a közepes geomágneses szélességen elhelyezkedő állomások adatait használtam, az alacsony szélességűeket (Allahabad, Suva) és magas szélességűeket (Oulu, Princess Elisabeth) nem. (Továbbá Forks esetében nem készült értékelhető mennyiségű mérés.) Az állomások koordinátáit a 6.1 táblázatban adjuk meg.

### 3.2. A valós idejű feldolgozás megvalósítása

A Lichtenberger *et al.* [2010] által kidolgozott whistlerinverziós algoritmus számítógépes megvalósítása néhány magától adódó optimalizáció után, mint a szűk keresztmetszetek azonosítása és a kód feljavítása, lookup táblázatok használata, valamint a bemenő spektrogramból a zaj eltávolítása (melyek melyek egyenként 2-3 nagyságrendű gyorsulást jelentenek) a kód egyetlen 1 másodperc hosszú whistler nyomcsoportot átlagosan 4-5 óra alatt dolgoz fel (egy átlagosnak tekinthető, 2,8 GHz órajelű Core 2 CPU-s számítógépen).

A gyakorlatban is alkalmazható automatikus whistlerelemzés implementációja a következő feltételeknek kell hogy eleget tegyen:

1. Az elemzésnek kvázi-valósidőben kell működnie, mivel a kapott eredmények felhasználásának célja valós, vagy közel valós idejű plazmaszféra monitorozás és modellezés. Ehhez tehát a jeleket detektálásukat követően minél gyorsabban fel kell dolgozni. Tekintve a plazmaszféra változási sebességét, ez körülbelül egy órát jelent. Egy órán belül természetesen egynél több whistler is detektálható lehet, egyes állomásokon, mint például Rothera, nagy aktivitású napokon akár óránként több száz whistler is megjelenhet. Figyelembe véve plazmaszféra sűrűségváltozásának időskáláját, óránként 10-15 elemzés, mely sokelemű nyomcsoportok esetén az egyenlítő sűrűségről egy szélesebb L-tartományban készít „fényképet”, elegendő lehet. A valós vagy kvázi-valós idejű elemzésnek tehát körülbelül 250-300 s alatt végre kell hajtania a nyomcsoport feldolgozását.
2. Számos távoli mérőállomáson – például az Antarktiszon – csak nagyon szűk 128-256 kbit/s körüli sáv szélességű adatkapcsolat van, a nyers mérés adatai viszont – két kereszt irányú antenna és 40 kHz-es mintavételezési frekvencia esetén – kitöltenének egy 1500 kbit/s sáv szélességű vonalat. A közel valós idejű adatfeldolgozást ezért nem végezhetjük egy központi szerveren, annak a mérés közelében kel megvalósulnia. Az algoritmust tehát célszerű kompakt és lehetőleg kis tömegű hardveren megvalósítani, mivel a nehezen megközelíthető helyszíneken nincs lehetőség nagyobb berendezések mozgására.
3. A hardver legyen megfizethető árú, figyelembe véve a globális hálózatban partnernként résztvevő sokféle kutatóintézet általános költségvetését.

GPGPU-k, azaz általános célú grafikus gyorsítókártyák alkalmazása kielégíti a fenti követelményeket. A GPGPU megoldások bizonyos szoftveres feladatok esetén akár százszoros-ezerszeres gyorsításra is képesek. A gyorsítás mértéke természetesen a probléma típusától függ, azonban az AWA algoritmusban rejlenek megfelelő párhuzamosítási lehetőségek. Ezért beszereztünk és összeállítottunk egy két darab GeForce GTX 590 kártyát, összesen 4 GPU-t tartalmazó személyi számítógépet, és átültettük az algoritmust a GPU-kra.

## 3.2 A valós idejű feldolgozás megvalósítása

---

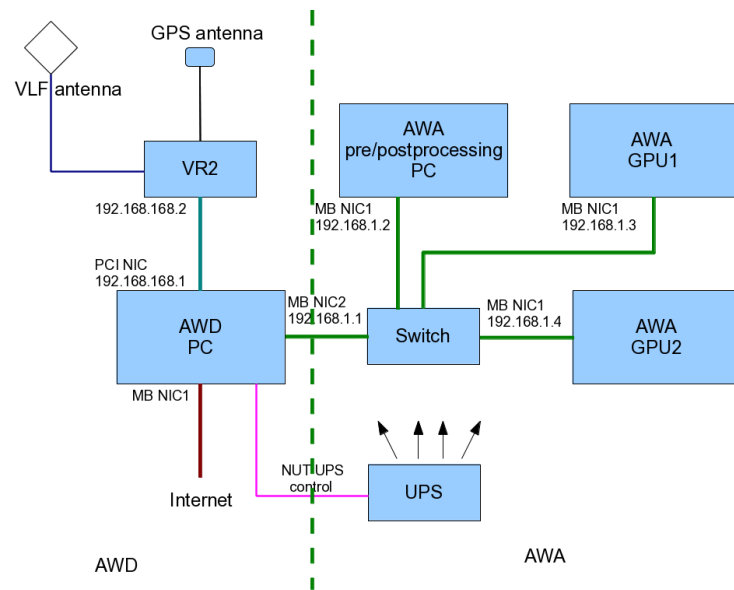
Ehhez az algoritmust kettébontottuk, és „virtuális whistleryom-transzformációt” jól párhuzamosítható részeit kiemeltük. Ezután a fejlesztés során Matlabban készült kód egy részét át kellett írni C/CUDA nyelvre. Az így előállt program körülbelül 6000 Matlab programsort és 4500 C/CUDA programsort tartalmaz. Ez az implementáció körülbelül 20 másodperc alatt dolgoz fel egy darab whistleryomot.

Az algoritmus tesztelése során kiderült, hogy a GPU kód néha lefagy. Alapos kutatás után arra jutottunk, hogy a probléma hardveres eredetű, valószínűleg a kártyák tervezési hibájából fakad, mely a felhasználók elhanyagolható része számára jelent problémát (a kártyákat eredetileg grafikus megjelenítésre fejlesztették ki). Természetesen egy távoli feldolgozó állomáson nem szeretnénk, ha rendszeresen lefagyna a feldolgozó gép, ezért azt a megoldást találtuk, hogy egy külső keretprogram figyeli a program esetleges fagyását, és szükség esetén újraindítja azt, illetve a GPU-t – tapasztalatunk a fagyás 1-1 GPU-ra korlátozódik, ezeket szükség szerint egyesével is tudjuk ki-be kapcsolni.

A tesztfuttatások után a megfelelő feldolgozó gépek telepítésre kerültek az egyes állomásokon. További feladat volt az állomások összetett hardver konfigurációján (lásd 3.3 ábra) az egyes részegységek közötti adatáramlás megszervezése. Ezt több Linux shell script együttese végzi a különböző gépek között (lásd 3.4 ábra). A feldolgozás szűk keresztmetszetei erősen függenek a bemenettől, a nyers bemenetben valóban jelenlévő whistlerek számától és a zajhátter értékétől. Ezen kívül az egyes állomások fizikai felépítése eltérhet a 3.4 ábrán feltüntetett logikai felépítéstől, például van, ahol a detektálás és a feldolgozás (AWD és AWA) fizikailag egy gépen valósul meg, ami szintén érinti a gépek terhelését. A szűk keresztmetszetekre több állomáson végzett hosszas tesztelés nyomán derült fény. A scriptek végső verziója képes a terheléelosztásra, azaz az összes GPU, illetve szabad kapacitással rendelkező CPU (mag) között egyenletesen osztja el a számítási feladatokat.

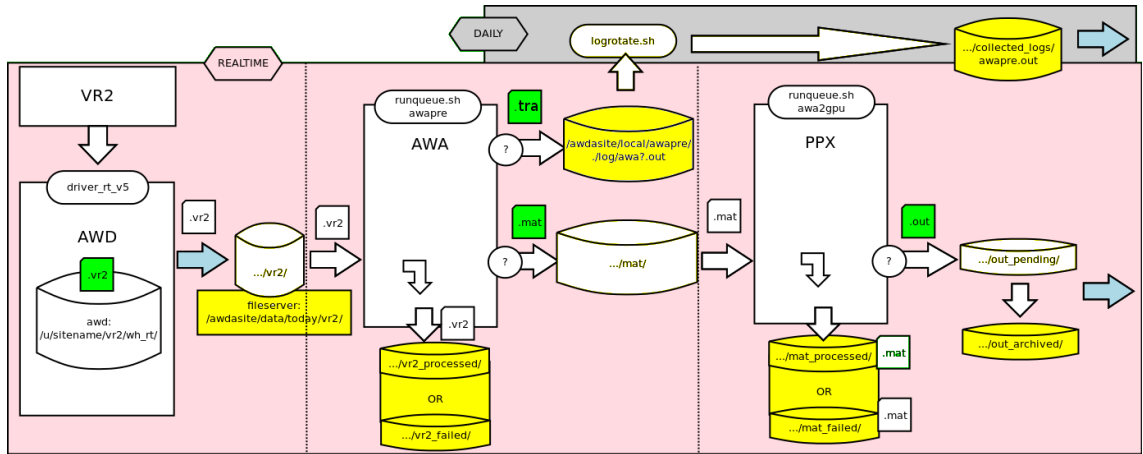
Az inverzióból kapott kimenetek, illetve a whistleryomok listája – a fizikailag érdekes adatok –, igen kis helyet foglalnak, azok igen kis sávszélességű kapcsolat esetén is szinkronizálhatók a központi adatgyűjtő szerverrel akár valós időben (ha megbízható az internetkapcsolat). A köztes, illetve nyers adatok általában utólag, külső diszkeken jutnak el hozzánk. Ezeket az ELTE-n tároljuk, ahol lehetőség van azok utólagos újrafeldolgozására, például ha kifejlesztésre kerül egy újabb inverziós eljárás.

### 3.2 A valós idejű feldolgozás megvalósítása



3.3. ábra. Egy tipikus AWDANet állomás hardver konfigurációja. Az antenna jeleket a VR2 mintavevő veszi és a digitális nyers adatokat az AWD jelű személyi számítógép tárolja. A feldolgozást az AWA jelű gépek végzik, ezek egy része GPU gyorsítókártyákkal rendelkezik. A feldolgozás gyakran nem a terepen, az antenna közvetlen környezetében valósul meg, hanem – a gépek könnyebb ellátása, illetve az általuk generált elektromágneses zajok távol tartása érdekében – egy közeli intézetben.

## 3.2 A valós idejű feldolgozás megvalósítása



3.4. ábra. Adatáramlás az AWDANet állomások logikai gépei között. A VR2 gépen történik a vétel, az AWD-n a digitális nyers adatok rögzítése és a whistlerek elődektálása, az AWA-n a konkrét whistlernyomkeresés, valamint a whistleranalízis első lépése, a nyomok f-t párjainak kiolvasása és eltárolása. A PPX gépeken az analízis második része, az inverzió történik. Zölddel jelöltem a (rész-)adatok keletkezési pontját (`vr2` – hullámforma adatok; `.tra` – whistlernyomok listája; `mat` – nyomok mátrixpontjai; `.out` – inverziós kimenet), sárgával azok (logikai) tárolási helyét. A nyomlistát és az inverziós kimenet naponta tükrözzük az ELTE-n található központi szerverre – szükség esetén ez akár valós időben is megvalósítható.

### 3.3. Archív adatok feldolgozása

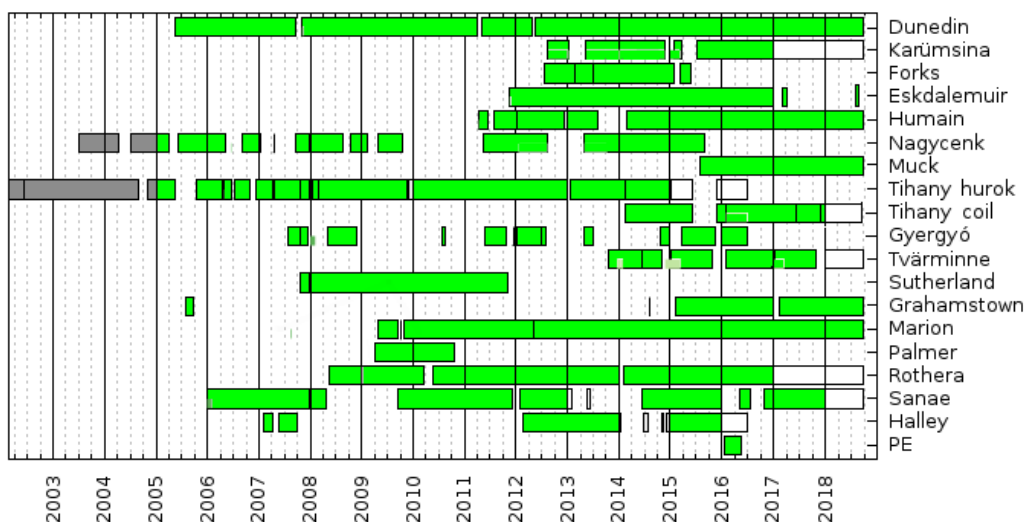
A 3.2 szakaszban részletezett valós idejű adatfeldolgozás a legtöbb állomáson 2014 végén lépett üzembe. Egyes állomásokon azonban már közel egy évtizede folyt az adatgyűjtés. Ezeknek az adatoknak a teljes tömege eddig nem volt feldolgozva. Feldolgozásuk várhatóan a whistlerekkel kapcsolatos széles körű kutatások alapját képezheti [Koronczay *et al.*, in press], valamint az inverziójukból kapott plazmaszférabeli sűrűségértékek vizsgálhatóvá teszik annak hosszú távú alakulását. A nagy adattömeg megkönnyíti az inverzió statisztikai alapú validációját, kalibrációját (lásd 5. fejezet), továbbá más modellek fejlesztését is segítheti, például az adatasszimilációs plazmaszféra modellezést [Lichtenberger *et al.*, 2013; Jorgensen *et al.*, 2017]. Ezért összegyűjtöttem ELTE Űrkutató Csoport, illetve a korai AWDANet állomások üzemeltetésében résztvevő más intézményektől az összes nyers adatot, majd elvégeztem az adatok összességének feldolgozását az AWA algoritmus [Lichtenberger *et al.*, 2010] legutolsó verziójával.

Az adatfeldolgozást a valós idejű feldolgozást szabályozó scriptek minimális módosítása nyomán az ELTE Űrkutató Csoport GPU szerverein (öt darab PC, gépenként két GeForce GTX 590 kártyával) végeztem. Az nagy adatmennyiség szükségessé tette további erőforrások bevonását, ezért a Nemzeti Információs Infrastruktúra Fejlesztési Intézet debreceni GPU klaszterén is végeztem futtatásokat. A GPU klaszter eltérő, K20x és K40x GPU-k találhatók, ezen azonban lényegi változtatás nélkül futott a CUDA kódunk. Az általam az AWDANet állomásokra szánt ütemező scriptek, a Matlab kódok ütemezője és a klaszteren kötelező SLURM feladatütemező összehangolása után elindult az adatfeldolgozás.

Az adatok rendszerezése és feldolgozása összesen körülbelül másfél évet vett igénybe. Az így kapott adatbázis áttekintő táblázata a 3.5 ábrán látható.

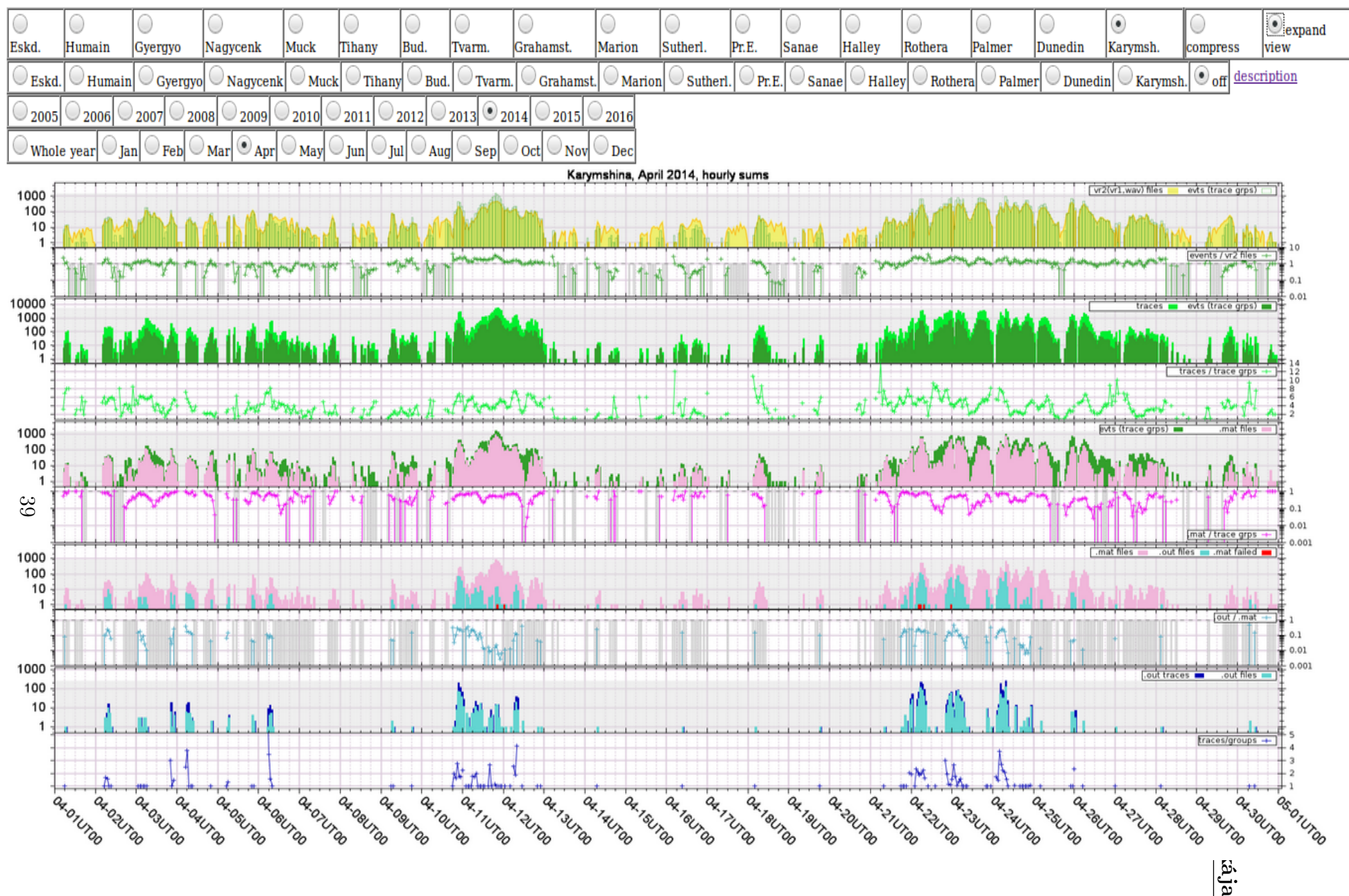
### 3.4. A whistlerinverzió diagnosztikája

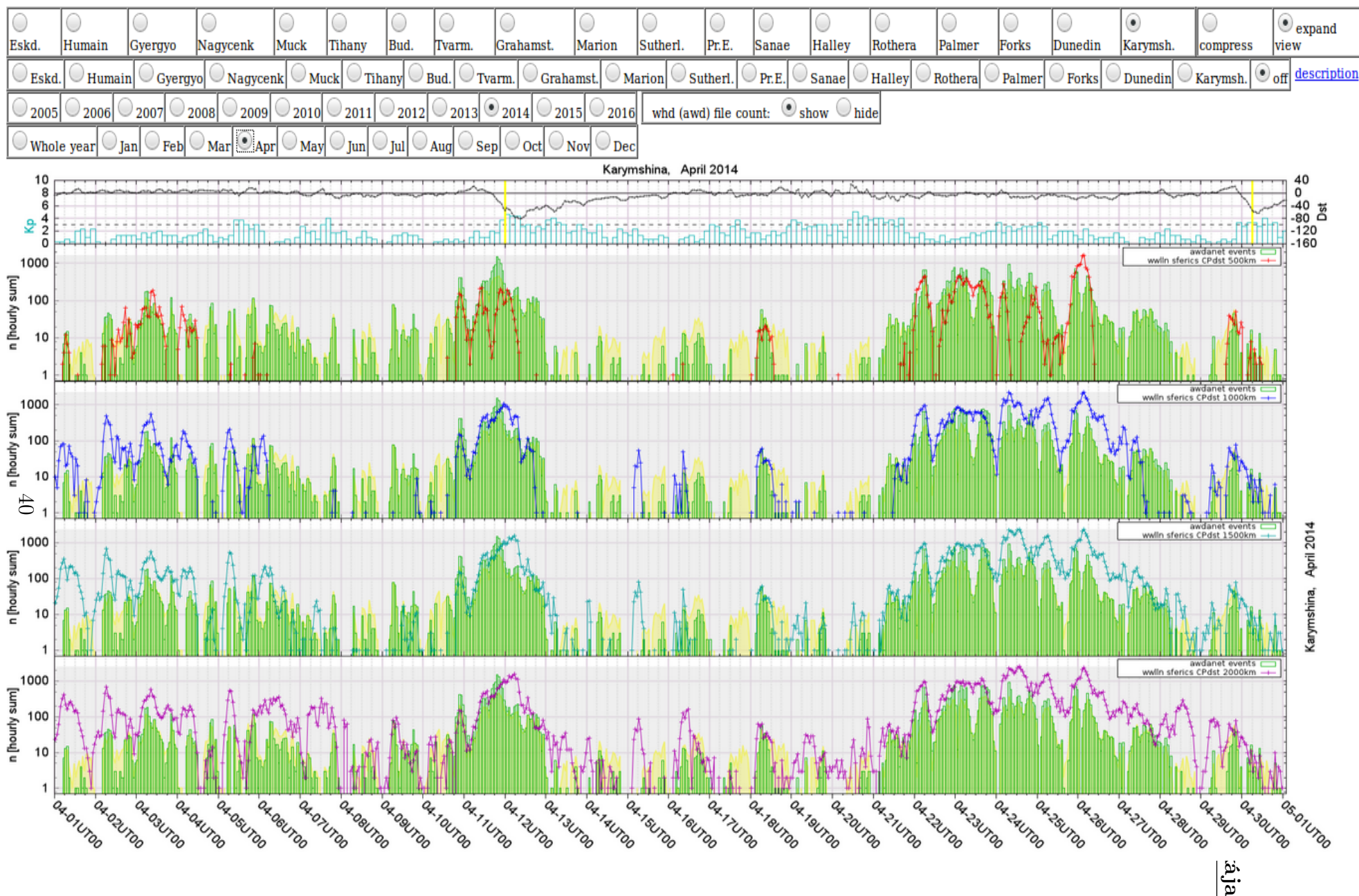
A valós idejű adatfeldolgozás monitorozása érdekében készítettem egy programot, mely segítségével egy webes felületen nyomon követhetők az egyes feldolgozási lépések kimenetei. Ugyanez a felület alkalmas az archív adatok feldolgozási eredményének ellenőrzésére. A felületen keresztül a teljes adatbázis statisztikai böngészhetők, az állomások, az év és a hónap kiválasztásával. Egyszerű összehasonlító vizsgálatokat tesz lehetővé, hogy egymás alatt egyszerre két állomás egyidejű adatai is megjeleníthetők. A 3.6 ábrán látható egy példa a felület kinézetére. Kutatási célra létrehoztam egy alternatív változatot is, ahol együtt vizsgálható az állomások whistler beütésszámának időbeli alakulása és a konjugált régiók villámtevékenysége, a WWLLN globális villámadatbázis alapján (lásd még a 6.6 szakaszt), erre példát ad a 3.7 ábra.



3.5. ábra. A 2018 végén elérhető, a korábbi nyers mérések feldolgozását is tartalmazó AWDANet adatbázis állapota. Zölddel jelöltem a már feldolgozott adatokat. Az állomások egy része műszaki és egyéb okok miatt az évek során megszüntetésre/áthelyezésre került (Forks, Nagycenk, Sutherland), illetve átmenetileg szünetel a működése (Halley, Princess Elisabeth). Palmer esetében megállapodások folynak az üzemeltetőkkel a további hozzáférésről. A 6. és 7. fejezetekben részletezett kutatásaim alapját ezek a (2007 utáni) adatok képezik.







3.7. ábra. Az AWDANet állomásokon mért whistler gyakoriságok és a konjugált terület villám gyakoriságainak összehasonlítására készített webes alapú felület.

### 3.5. Az AWDANet whistlerinverzió korrekciója

Az AWDANetben futó whistlerinverziós eljárás [Lichtenberger, 2009] négy modellen alapul. Ezek a következők:

1. Hullámterjedési modell,
2. Mágneses tér modell,
3. Erővonal menti sűrűségeloszlás modell,
4. Egyenlítői elektronsűrűség modell.

A hullámterjedési modell az Appleton-Hartree diszperziós reláción és a Maxwell egyenletek UWB megoldásán alapul (Ferencz *et al.* [2001]). A mágneses tér modell centrális dipóltér modell, ugyanis az inverzió eredménye az egyenlítői elektronsűrűség mellett a terjedési út menti legkisebb (dipóltér esetében ez az egyenlítői) girofrekvencia, vagy másképpen a mágneses térerősség minimuma ( $B_{min}$ ), amit szokásosan az L Mc-Ilwain paraméterre konvertálunk. Ezt aztán a pontosabb mágneses tér-modell (IGRF) L értékévé lehet transzformálni a két modellből származó  $B_{min}$ -értékek illesztésével. Az erővonal menti sűrűségeloszláshoz az eljárás kidolgozásakor létező legpontosabb empirikus modellt, a Denton *et al.* [2002] modellt alkalmaztuk, mely a POLAR műhold PWI mérésein alapul. A fenti AWDANet kimenetek ezzel a modellel készültek. A közelmúltban Ozhogin *et al.* [2012] új empirikus modellt dolgozott ki az IMAGE műhold RPI mérései alapján. Ehhez a modellhez több, mint ötször annyi in-situ sűrűségmérést használtak fel, melyek két két nagyságrenddel szélesebb tartományba esnek ( $10\text{-}1000 \text{ cm}^{-3}$  helyett  $1\text{-}10000 \text{ cm}^{-3}$ ). Ezért a 3. modellt kicseréltük erre. Mivel az összes korábbi adat újrafeldolgozása még a számunkra rendelkezésre álló GPGPU-kon, illetve szuperszámítógépeken is éveket venne igénybe, ezért más megoldáshoz folyamodtunk.

Kidolgoztunk egy eljárást, amellyel az inverzió kimenetét korrigáltuk. Az eljárás az alábbi lépésekből áll:

1. Minden állomásra generáltunk elegendően sűrű  $L-n_{eq}$  rácson egy sorozat olyan modell-whistlert ( $f-t$  párokat), amelyik lefedte az állomáson előforduló  $L$  és  $n_{eq}$  tartományt, mind az eredeti Denton, mint az új Ozhogin-modellel.
2. Az eredeti inverziós eljárásban kapott  $L$  és  $n_{eq}$  értékekhez megkerestük a eredeti modell 2D-s rácsán a legközelebbi sarokpontot, majd az ahhoz tartozó  $f-t$  párokhoz megkerestük azt az új modellel generált  $f-t$  pár-sorozatot, amely esetében a két sorozat közötti eltérés (legkisebb négyzetes értelemben) a minimális volt. Az ehhez az  $f-t$  párhoz tartozó új modellbeli  $L$  és  $n_{eq}$  érték a korrigált inverzió eredménye.

### 3.5 Az AWDANet whistlerinverzió korrekciója

---

3. A fenti eljárást megismételtük az ionoszféra terjedésre gyakorolt hatására is, mert az eredeti inverziós eljárásban egy átlagos  $f_oF2$  (6 MHz) kritikus frekvenciát használtunk. Ezt az IRI-2016-os modellből [Bilitza *et al.*, 2017] származtatott, az észlelési helynek és időpontnak megfelelő  $f_oF2$ -re cseréltük.

Az korrekció nagysága függ a szélességtől és a hosszúságtól, valamint az ionoszféra aktuális állapotától és lehet pozitív és negatív is.

Ezt a munkát az AWDANet műholdas kalibrációjához végeztük el, lásd 5. fejezet és Lichtenberger *et al.* [2017].

## 4. fejezet

# Nagypontosságú műholdas elektronsűrűség mérés nagyfrekvenciájú jelforma mérések alapján

### 4.1. Az EMFISIS HFR jelforma mérések félautomatikus feldolgozása

Munkám során az alfa impulzusok inverziós eljárásának kalibrálására (2. fejezet), valamint az AWDANet whistlerinverziós eljárás kalibrálására (5. fejezet) a plazmaszférában erre alkalmas sűrűségméréseket végző Van Allen Probes EMFISIS műszer hivatalos, feldolgozott és nyilvános adatait használtam. Az erre alkalmas, a hideg plazma sűrűségét mérő *AURA* adatok a plazmában általában gerjesztés nélkül is jelenlévő  $f_{UH}$  felsőhibrid-rezonancia meghatározásán alapulnak. Ebből a következő összefüggések segítségével számolható a elektronsűrűség:

$$f_{UH}^2 = f_{ce}^2 + f_{pe}^2, \quad (4.1)$$

ahol  $f_{ce}$  az elektron girofrekvencia, amelyik a háttér mágneses tértől függ:

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e c}, f_{ce}(kHz) \approx 0.028|B(nT)|, \quad (4.2)$$

a  $f_{pe}$  elektron plazmafrekvencia pedig a helyi  $n_e$  elektronsűrűségtől:

$$f_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e}, f_{pe}(kHz)^2 \approx 80.6 n_e (cm^{-3}), \quad (4.3)$$



#### 4.1 Az EMFISIS HFR jelforma mérések félautomatikus feldolgozása

---

a konstansok:  $m_e$  és  $e$  az elektron tömege és töltése,  $\epsilon_0$  a vákuum permittivitása,  $c$  a fénysebesség. A mágneses tér értéke nyerhető mágneses tér modellből vagy mérésből.

Az AURA sűrűségértékek felbontása igen alacsony ( $\Delta n/n \approx 10\%$ ), továbbá a feldolgozás hibái miatt olykor feltehetőleg hamis platókat, fel-le ugrásokat tartalmaz, mely bizonytalanná teszi használatukat. Az említett kalibrációs feladatok kapcsán felmerült az igény, hogy ennél pontosabban határozzuk meg a plazmasűrűséget. Az általam kidolgozott eljárás a HFR műszer folyamatosan,  $\sim 60$  másodperces időközzel tárolt 3 ms-s jelformáiból indul ki. A 4096 pontos jelformákból 2048 pontos frekvenciaspektrumok állíthatók elő, melyek felső határa a mintavételezési frekvencia fele, 650 kHz, alsó határa 0 Hz. A HFR műszerben található szűrő miatt a spektrum körülbelül 550 kHz-ig tartalmaz jeleket. A spektrum felbontása 305 Hz. Mindez szignifikáns javulást ígér az AURA algoritmus bemenetét képező tömörített HFR-spektrumokhoz képest, melyek tartománya 10 kHz – 500 kHz, felbontása 1000 Hz és 30 kHz között változik.

Az általam kidolgozott program első lépésként betölti a HFR jelforma méréseket és azok alapján előállítja a spektrogramot. Tapasztalatom szerint a jelforma mérések lépésköze nem mindig azonos, általában 60 s, ám néha 60-65 s között változik, feltehetően a műholdon végzett más mérési kísérletek függvényében. Ennek annyi a jelentősége, hogy a spektrogramot nem lehet egyszerűen olyan mátrixként kezelni, melynek egyik indexe az idővel egyenletesen változik, hanem minden oszlopához számon kell tartani a hozzá tartozó időbélyeget. A spektrogram előállítása és megjelenítése után a program egy sor további releváns adatot tölt be és rajzol ki. Ezek a következők:

1. AURA sűrűségadatok
2. NURD sűrűségadatok
3. EFW műholdpotenciálból származtatott sűrűségadatok
4. A MAG műszer háttér mágneses tér mérése, az  $f_{ce}$  meghatározásához
5. A műhold pálya adatai
6. A pályaadatokból IGRF-12 modellel általam számolt mágneses koordináták

Az első három adatbázis nem teljes, természetesen csak akkor tölti be a program, ha van megfelelő adat. Ezek az adatok csak összehasonlításként, ellenőrzésként szolgálnak az általam meghatározott értékek ellenőrzéséhez. Mivel a spektrogramon frekvenciák látszanak, az AURA és az EFW esetében a sűrűségértékekből  $f_{ce}$  felhasználásával a 4.1 képleten keresztül visszaszámoltam a felsőhibrid rezonanciát. A NURD esetén erre nem volt külön szükség, mivel ott előrelátó módon a felhasznált  $f_{UH}$  értéket is eltárolták.

#### 4.1 Az EMFISIS HFR jelforma mérések félautomatikus feldolgozása

---

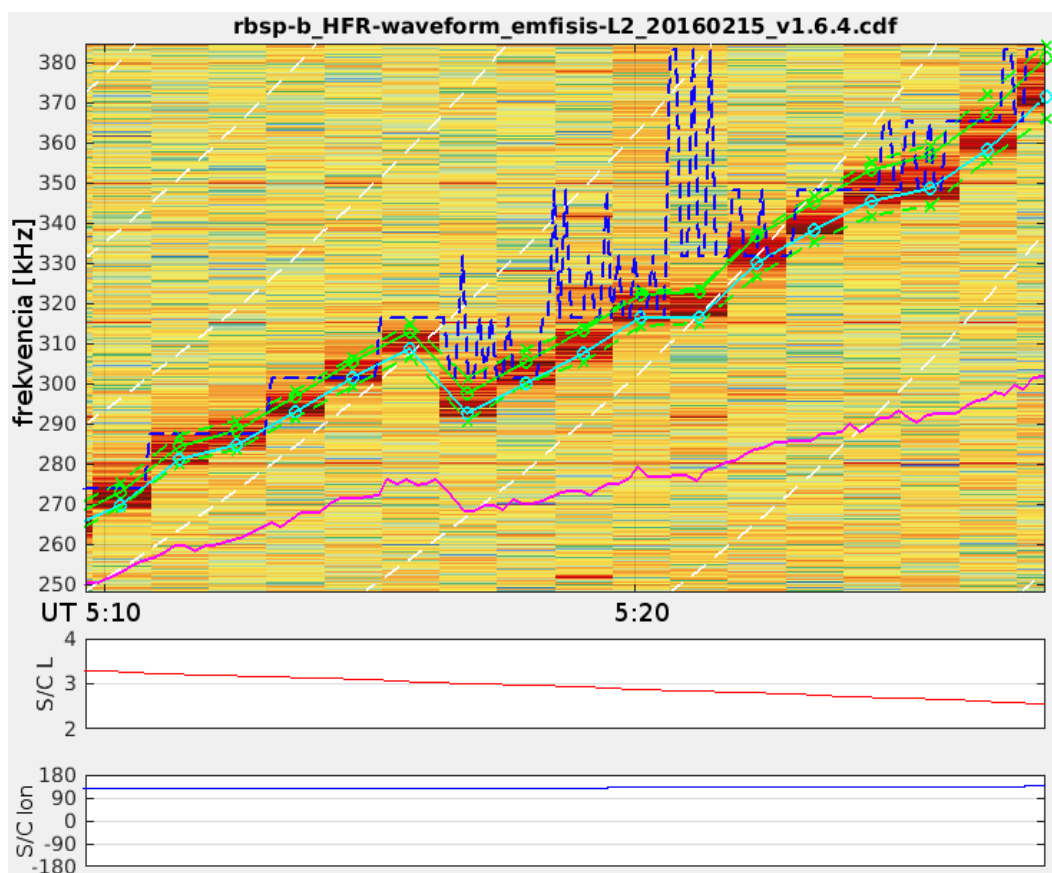
A programban ki-be kapcsolható a fenti, tájékoztató jellegű alternatív  $f_{UH}$  értékek megjelenítése. Megjelíthető továbbá  $f_{ce}$ , illetve annak felharmonikusai, melyek olykor szintén megjelennek a spektrogramon. A pályáaadatok a spektrogram alatt kerülnek feltüntetésre.

A kirajzolás után a program megpróbálja automatikusan megtalálni az  $f_{UH}$  frekvenciamaximumot. Ez néha tévesen sikerül, például ha a felsőhibrid rezonancia gyenge a háttérzajhoz képest, vagy amikor a műhold műszereiből eredő,  $f_{UH}$ -nál erősebb zaj-csúcs jelenik meg a spektrumon. Olykor a passzív spektrumokon is megjelenhetnek egyéb természetes frekvenciák, például girofelharmonikusok vagy a Bernstein-frekvenciák (lásd például [Christiansen *et al.*, 1978; Trotignon *et al.*, 2001; Kurth *et al.*, 2015]), melyek szintén megnehezítik a felsőhibrid rezonanciához tartozó csúcs megtalálását.

A programban ezután lehetőség van manuálisan változtatni a látni vélt felsőhibrid frekvencia értékén. Ezzel párhuzamosan a program frissíti és feltünteti a manuálisan megadott  $f_{UH}$ -ból számított  $f_{pe}$  értéket is, így lehetőség van megállapítani, hogy a spektrogramon látható sáv megfelel-e a gyakran megjelenő,  $f_{pe}$  és  $f_{UH}$  közötti erősebb sávnak (lásd például 8.3 ábra). A frekvenciakiolvasás bizonytalanságát is figyelembe tudjuk venni, lehetőség van alsó és felső hibakorlátokat bevinni. Ez azért is fontos, mert a zajszinttől, a megjelenő frekvenciáktól stb. függően egy-egy időpontban vagy méréssorozat során lényegesen különböző lehet  $f_{UH}$  bizonytalansága. A program működését a 4.1 és 4.2 ábrák demonstrálják.

A manuális feldolgozás befejezése után a program eltárolja az egyes időpontokhoz tartozó  $f_{UH}$  értéket, illetve a megadott hibákat. Ezen kívül a MAG  $f_{ce}$  segítségével a 4.1 és 4.3 képletekkel kiszámolja és eltárolja az  $N_e$  lokális elektronsűrűséget, valamint a megadott  $f_{UH}$  hibákból és a MAG adataiban tárolt, becsült  $f_{ce}$  hibákból  $N_e$  hibáját is kiszámolja és eltárolja.

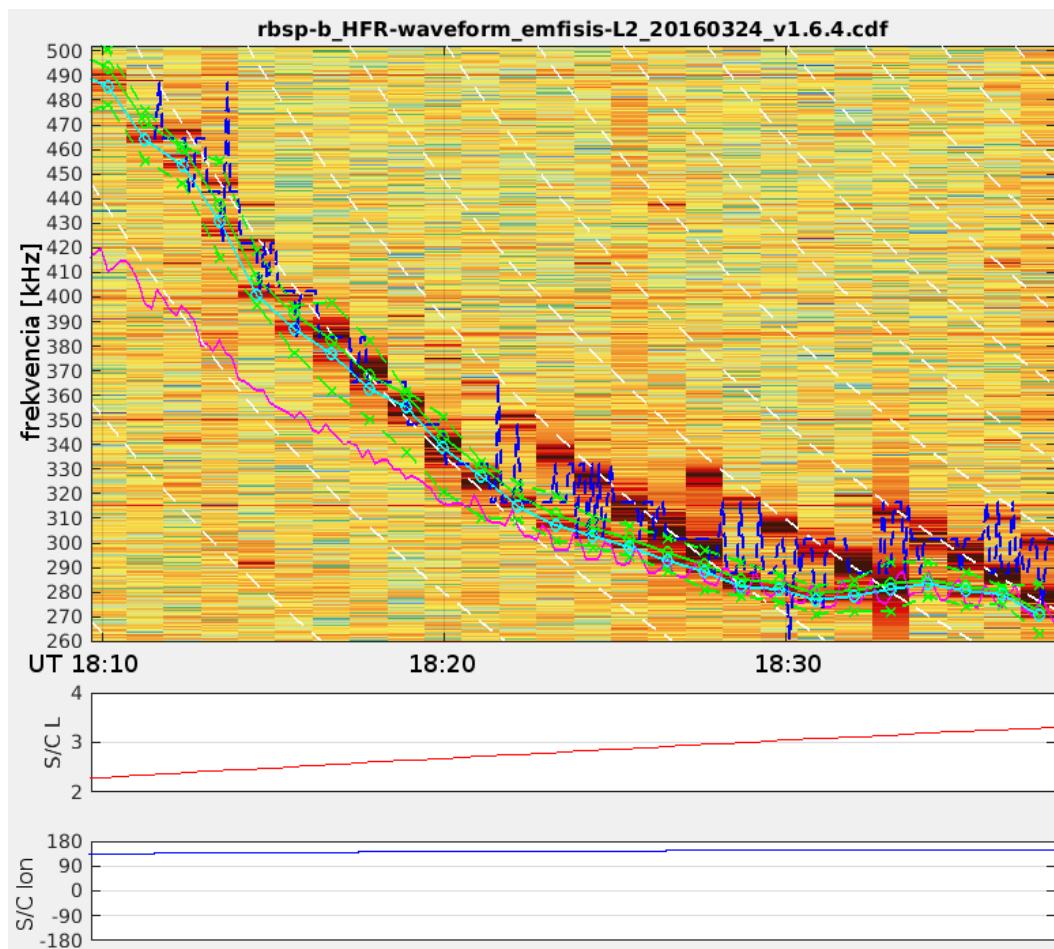
## 4.1 Az EMFISIS HFR jelforma mérések félautomatikus feldolgozása



4.1. ábra. A felsőhibrid-rezonancia kiolvasására szolgáló általam fejlesztett program képernyőképe. Az áttekinthetőség érdekében a programban kezelt időfüggő görbéknek csak egy részét jelenítettem meg. Ezek a következők: folytonos zöld: a szerkesztés alatt álló  $f_{UH}$  görbe. Cián: az előbbiből és a MAG adatokból beolvasott  $f_{ce}$  frekvenciából számolt  $f_{pe}$ . Szaggatott zöld: a mérés becsült hibahatára. Szaggatott fehér görbék:  $n \cdot f_{ce}$  felharmonikusok. Szaggatott kék: a NURD által a tömörített spektrogramokon meghatározott  $f_{pe}$ . Bíbor: az EFW műholdpotenciálból származtatott (kalibrálatlan) sűrűségekből visszaszámolt  $f_{pe}$ . Az ábra alapján megállapítható, hogy a NURD (mely az itt nem feltüntetett, frekvenciasávokba tömörített, viszont nagyobb időfelbontású spektrogramokon dolgozik) nem profitál sokat a nagyobb időfelbontásból, ellenben pontatlanabban határozza meg az  $f_{UH}$  frekvenciát. Az EFW görbe menete alátámasztja az általam számolt görbéken UT05:17-nél látható völgy valóságát.



#### 4.1 Az EMFISIS HFR jelforma mérések félautomatikus feldolgozása



4.2. ábra. A görbék jelentése mint a 4.1 ábrán. Megfigyelhető, hogy az UT18:21 után jelentkező girofelharmonikusok megtévesztik a NURD algoritmust, amely az (itt nem látható) tömörített spektrumon természetesen nem tudja azokat ilyen élesen elkülönülve megfigyelni, annak felbontása ebben a tartományban körülbelül 20 kHz.

## 4.2. Értékelés

A program használata során megfigyeltük, hogy az AURA által meghatározott felsőhibrid-rezonancia (szükségszerűen) nagy ugrásokban változik, illetve sokszor nem tud választani két szomszédos frekvencia között és ide-oda ugrál. Ezen túl azonban az általam előállított nagyfelbontású spektrogramokon sokszor az is látható, hogy  $f_{UH}$ -n kívül más frekvenciák is megjelennek, például  $n \cdot f_{ce}$  girofelharmonikusok, melyeket az AURA nem tud megkülönböztetni  $f_{UH}$ -tól, ezért tévesen  $f_{UH}$ -ként azonosít. Az említett hibák a NURD adatokra ugyanúgy jellemzőek.

Azt is megállapítottuk, hogy az EFW műholdpotenciál mérésekből származtatott sűrűség értéke sokszor 2-3-szor nagyobb vagy kisebb az EMFISIS sűrűségeknél, ráadásul ez az érték akár egy órán belül is lényegesen változhat, így valóban csak a trendek ellenőrzésére alkalmas.

Az általunk előállított nagyfelbontású spektrogramokon sem mindig lehet  $f_{UH}$ -t kiolvasni, az  $f_{pe}$  és  $f_{UH}$  közötti sávot élesen azonosítani, de általában még a legbizonytalanabban meghatározott értékek bizonytalansága is kisebb, mint az AURA által használt tömörített spektrogramok frekvenciafelbontása. Utóbbiak időfelbontása ugyan tízszer jobb, mint az általunk előállított spektrogramoké (mivel az állandóan rendelkezésre álló HFR-jelforma mérés lépésköze  $\sim 60$  s), ám a nagyfelbontású spektrogramokon megbízhatóbban azonosíthatók a megjelenő frekvenciák.

Megemlítendő még, hogy a kis időfelbontás miatt a kis méretskálán jelentkező plazmasűrűség változásokat (lásd 8.1 ábra) nem tudjuk észlelni, ez azonban a legtöbb felhasználásnál nem is célkitűzés. A kapott adatsor nem csak az AWDANet kalibrációjára lehet alkalmas, hanem például az adatasszimilációs plazmaszféra modellezés bemenetét is képezheti, ahol kulcskérdés a téves mérések kiküszöbölése a modell bemenetéből.

További fejlesztési lehetőség  $f_{UH}$ -n kívül a spektrogramon megjelenő többi frekvencia (girofelharmonikusok, földi VLF adók jele, lásd 8.4) lehetőleg automatikus kiolvasása. Ezen túl elvileg lehetőség van a frekvencián kívül a jelamplitúdók meghatározására is.

Az így nyert adatok felhasználására példa az alfa jelek inverziójára adott módszer kalibrációja (2. fejezet). A 2.3-2.5 ábrákon szereplő HFR referenciasűrűségeket az itt részletezett eljárással állítottam elő. Az AWDANet hálózat 5. fejezetben részletezett műholdas kalibrációjában egyelőre nem kaptak szerepet, mivel a kalibráció időben megelőzte ezt a munkát, egy későbbi kalibrációs munkában tervezzük felhasználni.

## 5. fejezet

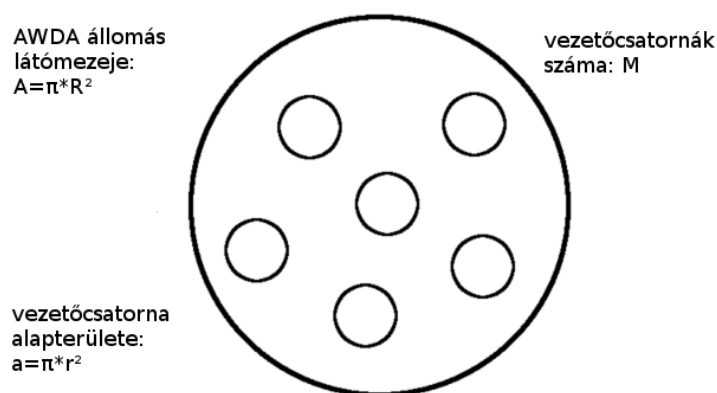
# A földi whistlerdetektor és elemző hálózat méréseinek kalibrálása

### 5.1. Földi és műholdon regisztrált eseménypárok keresése

Az AWDANet whistler alapú méréseinek *direkt* validációja alatt azt értjük, hogy egyidejű eseménypárokat keresünk, ahol ugyanazt a whistler eseményt a földi detektor és a megfelelő helyen tartózkodó műhold is észlelte. A két whistler elemzésével igazolni tudjuk modellünk helyességét. Ilyen eseménypárok megtalálási valószínűségére – függetlenül attól, melyik műholdról van szó – a következő becslést tehetjük. A földi VLF állomás látómezeje körülbelül  $R = 1000$  km (lásd a 6. fejezetet). Az ionoszférából kilépő whistlereket körülbelül az állomás ilyen sugarú körzetében tudja venni az antenna. A plazmaszférában a vezetett whistler az erővonallal párhuzamos sűrűséginhomogenitásokban, úgynevezett vezetőcsatornáknak terjed. Új megfigyelések [Loi *et al.*, 2015] szerint ezek átmérője a végüknél (az ionoszférában)  $r = 10$  km. A vezetőcsatornák aljának és az állomás érzékenységi körének viszonyát a 5.1. szemantikus rajzon ábrázoltuk. Tekintsük az összes olyan időszakot, amikor a szóban forgó műhold áthalad a plazmaszférának abban a mágneses térrel párhuzamos cső alakú tartományában, melynek talppontja a 5.1. ábrán látható nagyobbik kör. A cső valódi átmérője a magassággal/mágneses szélességgel változik, azonban a kis és a nagy körök területének aránya állandó marad. Ha a műhold által a nagyobbik körben töltött időszak során a földön összesen  $N$  whistler volt detektálható, akkor a földön és a műholdon mért egyidejű eseményekre  $S = N \cdot a/A$  jelent felső korlátot (mivel a műhold csak a vezetőcsatornáknak észlelheti a jeleket). A fenti paraméterek tükrében  $a/A = r^2/R^2 = 10^{-4}$ . A jelenleg üzemelő legaktívabb AWADNet állomás Rothera, körülbelül évi 500,000 whistler nyommal. Itt a Van Allen Probes műholdáthaladások idejéből becslve  $N \approx 2500/\text{év}$ -et kaptunk, amiből  $S = 0.25/\text{év}$ .

## 5.2 Alsóhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség mérés

Ha egynél több vezetősatorna esik a látómezőbe (mint a 5.1 ábrán), akkor a két terület aránya  $a * M/A$ , ahol  $M$  a vezetősatornák száma. Azonban mivel a műhold egyszerre csak az egyik vezetősatornában tudja észlelni a whistlereket, ez a detekciók esélyét  $1/M$ -mel csökkenti. Végző soron tehát továbbra is az  $S = N \cdot a/A$  képlet marad érvényben, függetlenül a vezetősatornák számától. Az előbbiek tükrében például a két Van Allen Probes műhellyel két éven át párhuzamosan folytatott kampányban a várható egyidejű eseménypárok száma 1. Ezért a direkt validációval nem próbálkoztunk.



5.1. ábra. Az AWDANet vevőállomás látómezejének és a vezetősatornák aljának viszonya

## 5.2. Alsóhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség mérés

A kalibráció másik lehetősége az AWDANetből kapott inverziós kimenetek (egyenlítői elektronsűrűségek) műholdas mérésekkel való összehasonlítása. Ehhez a 2000 óta üzemelő négy CLUSTER műhold, illetve a 2012 óta üzemelő két Van Allen Probes műhold méréseit használjuk. Mindkét műholdegyüttesen megbízható hullámmérés üzemel a plazmaszférában, melyből plazmasűrűségek származtathatók. A CLUSTER műholdak WHISPER műszere passzív mérés mellett aktív mérést is végez, melynek lényege, hogy a műhold antennái kibocsájtanak egy rövid alacsonyfrekvenciás impulzust, melyek egyébként nem észlelhető rezonanciákat gerjesztenek a környező plazmában, majd passzív módban veszik az így gerjesztett jeleket, további eszközt nyújtva a plazma vizsgálatára [Trotignon *et al.*, 2003, 2010]. Az aktív spektrumokon megjelenhet az egyébként nem észlelhető, úgynevezett alsóhibrid-rezonancia is.

## 5.2 Alsóhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség mérés

Az  $f_{LH}$  alsóhibrid-rezonancia az 5.1 képlet szerinti kapcsolatban áll az  $f_{pe}$  plazmafrekvenciával és az  $f_{ce}$  girofrekvenciával [Smith & Brice, 1964], ahol  $m_p$  és  $m_e$  az elektron és a proton tömege,  $f_{pe}$  a elektron plazmafrekvencia és  $f_e$  az elektron girofrekvencia.  $M_{eff}$  a effektív iontömeg, többkomponensű plazma esetén  $M_{eff} > 1$ . Az elektron girofrekvenciája meghatározható a lokális háttér mágneses térből (4.2 egyenlet), melyet a CLUSTER műholdak FGM műszere mér. Ezek ismeretében az alsóhibrid-rezonanciából a 5.1 képlettel meg tudjuk határozni a lokális elektronsűrűséget.

A lokális ionösszetételről nem rendelkezünk méréssel, ezért ezt az úgynevezett diffúzív egyensúly (DE-1) modellből számoltuk [Angerami & Thomas, 1964]. Ezt a modellt széles körben használták whistlerinverziókhoz is. A DE a többkomponensű plazma olyan modellje, amely hidrosztatikai egyensúlyban van a geomágneses erővonalak mentén. A modellben szereplő iontípusok és részarányuk 1000 km-es referenciamagasságban:  $O^+$  (90%),  $H^+$  (8%) and  $He^+$  (2%), a hőmérséklet 1600 K. A modellhez szükséges mágneses koordinátákat (L-érték és mágneses szélesség) az IGRF-12 modellel [Thébault *et al.*, 2015] számoltuk a műhold pozíciójából.

$$\frac{1}{M_{eff}(m_p/m_e \cdot f_{LH}^2)} = 1/f_{pe}^2 + 1/f_{ce}^2. \quad (5.1)$$

A CLUSTER aktív spektrogramjain megfigyelhető alsóhibrid-rezonanciák félautomatikus skálázására kifejlesztettünk egy szoftvert. Az  $f_{LH}$  értékek kiolvasásához először előállítottuk az adatoknak azt a részhalmazát, amelyben várható az alsóhibrid rezonanciák megjelenése. Az  $f_{LH}$  értékek automatikus detekciója és kiolvasása jóval hatékonyabb, ha az algoritmust az aktív WHISPER spektrogramokon egy viszonylag szűk téglalapra korlátozzuk, mely kizárja a legtöbb zajt és a különböző más, természetes vagy a műszer által gerjesztett rezonanciát. Ennek a téglalapnak az oldalait a  $B > 5000$  nT feltétellel jelöltük ki, mely az egyes keringések során a földközélen, egy rövid, folytonos időtartamon keresztül teljesül. A frekvenciatengelyen az algoritmust 15 kHz maximális frekvenciára korlátoztuk, alsó határ nélkül. Így egy téglalap áll elő a spektrogramon, lásd például a 5.2 ábrán a bíbor körvonalú téglalapot.

A műhold efemerisz adatai alapján kiválasztottuk azokat a műholdpályákat, ahol – a geomágneses tér ismeretében – várhatóan teljesül a  $B > 5000$  nT feltétel. Ezekre letöltöttük az aktív mérések adatait, kirajzoltuk a spektrogramokat és az előbbi módon definiált határoló téglalapot, majd az így generált ábrákon vizuálisan ellenőriztük, hogy láthatóak-e rajtuk alsóhibrid rezonanciák. A rezonanciák minden esetben a határoló téglalapon belül estek, a téglalapon belül csak ritkán jelentek meg más nagyobb csúcsok. A félautomata alsóhibrid-rezonancia kiolvasó algoritmust a spektrogramnak erre a téglalapra korlátozott részén futtattuk. A kiválasztási feltétel 2009-2012 között teljesült a műholdpályákra.

A C1, C2 és C3 műholdak két egymást követő aktív mérést végeznek 3 másodperc

## 5.2 Alsóhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség mérés

---

időkülönbséggel, melyet 49 másodperc passzív mód követ. A C4 műhold egy fedélzeti hiba miatt 104 másodpercenként végez egyetlen aktív mérést. A jel-zaj viszony javítása érdekében a C1, C2 és C3 műholdak esetében a két egymást szorosan követő aktív méréshez tartozó spektrogram bin értékeket összeátlagoltuk.

Ezután az algoritmus első lépésként kiválasztja a legerősebb csúcsot a spektrogram minden egyes oszlopára. A kapott értékek,  $f_{LH}$  előzetes értékei, egy időtől függő függvénynek tekinthetők. Nevezzük ezt modellfüggvénynek. Bár az első feldolgozási lépés egy nagyjából sima modellfüggvényt eredményez, az adatban található esetleges zajok hamis csúcsokat is eredményezhetnek, amint az az 5.3 ábrán is látható. Az ilyen esetek kezelése érdekében az algoritmus második lépésében azonosítja a második és harmadik legerősebb csúcsot is minden oszlopban. Azokban a pontokban, ahol a modellfüggvény túl meredeknek tűnik, és a második vagy harmadik csúcs kiválasztásával kevésbé meredek függvényt kapnánk, ott automatikusan a közelebbi csúcs kerül kiválasztásra. Így a hamis csúcsok szignifikáns részét ki tudjuk kerülni.

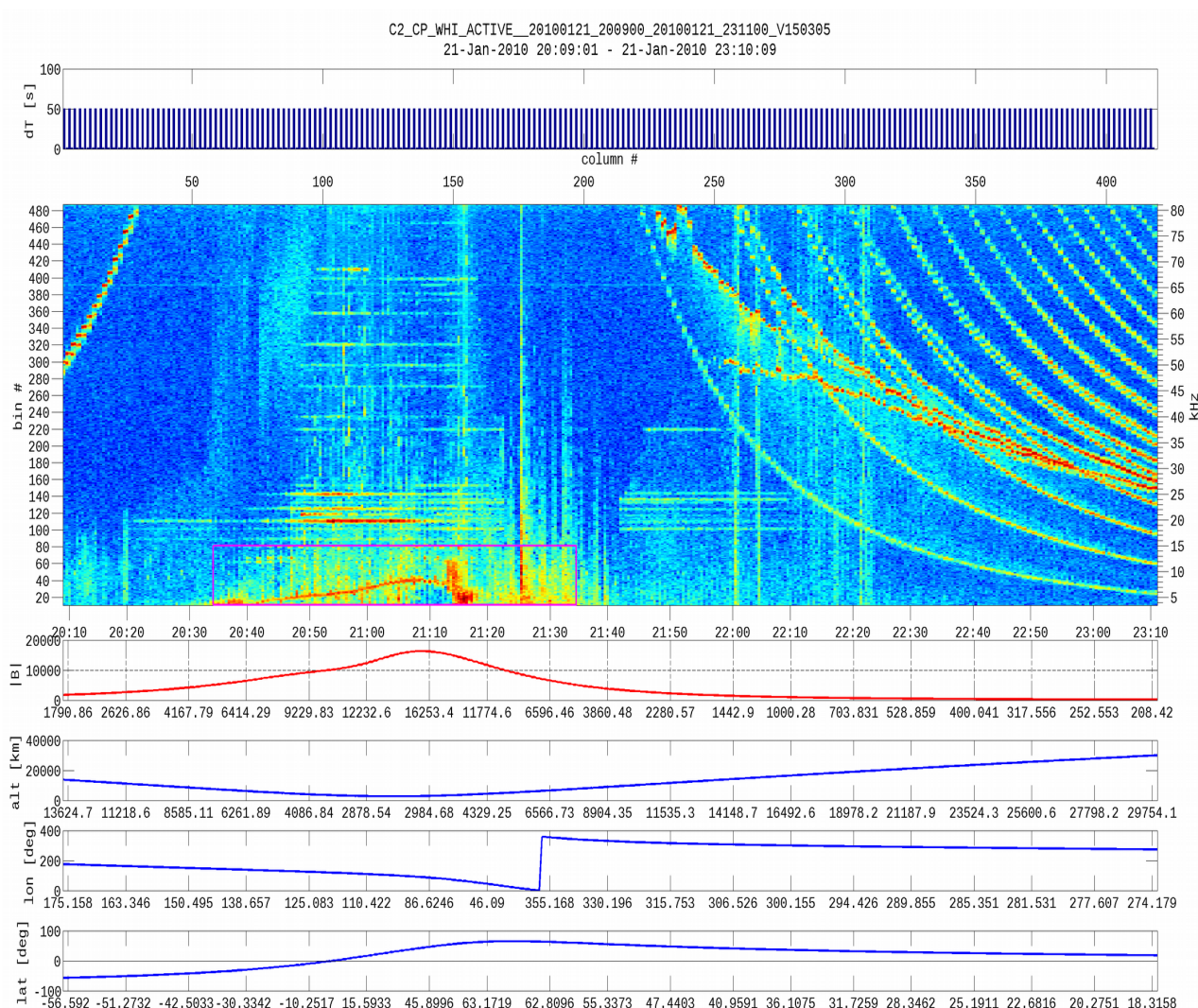
Az így végrehajtott automatikus eljárás az esetek nagy részében helyesen azonosítja az  $f_{LH}$  értékét. Az eljárás három esetben vezet hamis eredményhez: 1)  $f_{LH}$  valós értéke kisebb, mint a vevőegység 4 kHz-es alsó frekvenciahatára, 2) annyi hamis csúcs van, hogy az algoritmus második lépése sem találja meg a helyes csúcsot 3) olyan erősek az egyéb források, hogy egyáltalán nem állapítható meg  $f_{LH}$  értéke. A 2) esetben javítani tudunk a kiolvasáson, a program lehetővé teszi a modellfüggvény pontjainak manuális szerkesztését. A képek vizuális ellenőrzése és a modellfüggvény esetleges szerkesztése után a program a kapott függvényt időbéllyeg-frekvenciaérték párokat tartalmazó listába menti. Szükség esetén ezek a listák újra betölthetők és tovább szerkeszthetők.

Ezzel a módszerrel körülbelül 850 keringésre kaptunk használható  $f_{LH}$  értékeket. Ebből a 850 méréssorozatból előállítottunk egy adatbázist, mely a következő értékeket tartalmazza:

1. Műhold neve
2. UTC dátum és időpont
3. Műhold koordinátái
4. A műhold mágneses talppontjának koordinátái (földrajzi szélesség és hosszúság)
5. A műhold L-értéke (IGRF-12 modellel számolva)
6. A háttér mágneses tér nagysága (nT) a CLUSTER FGM mérések alapján
7.  $f_{LH}$  értéke
8.  $f_{LH}$  hibája (a kiolvasás pontosságából becsülve)

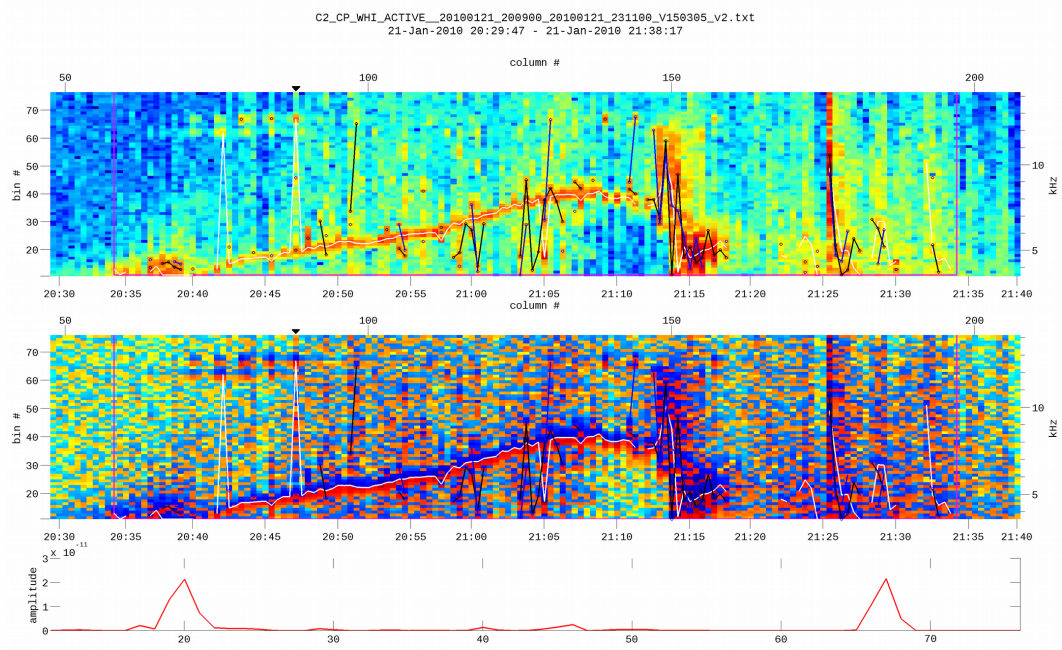
## 5.2 Alsóhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség mérés

9.  $M_{eff}$  effektív iontömeg a DE-1 modellből
10.  $n_{eq}$  egyenlítői elektronsűrűség ( $cm^{-3}$ )
11.  $n_{eq}$  relatív hibája.



5.2. ábra. Példa egy aktív módú spektrogramra, melyen kivehető az  $f_{LH}$  alsóhibrid-rezonancia értéke. Az automatikus algoritmus a bíbor téglalapon belül dolgozik. A spektrogram fölött látható grafikon a spektrogram egymást követő oszlopai közötti időkülönbséget mutatják. A spektrogram alatti görbéken a mágneses tér értéke (piros), illetve a műhold magassága, földrajzi hosszúsága és szélessége (kék) látható.

### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása



5.3. ábra. Példa az automatikus algoritmus által talált csúcsokra (csökkenő erősség szerint: fehér, fekete és kék görbék). A középső ábrán a spektrogram  $y$  szerinti deriváltja látható, piros és kék pixelek jelölik a pozitív és negatív értékeket. Fekete háromszög jelöli azt a spektrumvonalat, amelynek értékei a legalsó grafikonon láthatók. Ebben az esetben a legerősebb csúcs hamis. 21:14-et követően a zaj elfedi a rezonanciát és nem lehet meghatározni  $f_{LH}$ -t.

### 5.3. Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

Az AWDANet és a CLUSTER (valamint a következő szakaszban a Van Allen Probes) méréseinek összehasonlítását a 3.5 szakaszban tárgyaltak szerint korrigált AWDANet inverziós kimenetekre végeztük el. Mivel ebben és a következő fejezetben az AWDANet inverzióból kapott sűrűségértékeket vizsgáljuk, „AWDANet whistler események” alatt mindig csak az algoritmus által sikeresen invertált whistlereket értünk.

Az AWDANet inverzió kimenete az  $n_{eq}$  egyenlítői elektronsűrűség. Ezért az 5.2 szakaszban tárgyalt módon meghatározott WHISPER  $n_e$  lokális elektronsűrűségből Denton *et al.* [2002] erővonal menti elektronsűrűség-eloszlás modelljével  $n_{eq}$  egyenlítői elektronsűrűséget számoltunk. A 5.1 képlet segítségével modelleztük a hibaterjedést és meghatározzuk a sűrűségértékek hibáját is.

Mivel a földi és a műholdas mérésektől nem várhatjuk, hogy a műhold pontosan a megfelelő időpontban legyen a megfelelő helyen, a mérések összehasonlítása a



### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

következő feltételezéseken alapul:

1. A plazmaszféra állapota a validációs időszakon belül nem változik jelentős mértékben. Mivel a plazmaszféra változása órás időskálán jelentkezik, ezért a validációhoz a műholdak plazmasűrűség méréseihez képest  $T = \pm 30$ , min periódust használtunk.
2. A plazmaszféra nem mutat jelentős változásokat a megfelelő földrajzi hosszúság ablakon (látómezőn) belül, valamint az egyenlítői elektronsűrűségek profilja logaritmikus skálán egyenes ( $\log_{10} n_{eq} = A + B \cdot L$ , lásd például Lichtenberger [2009]). Az állomásokhoz tartozó látómezőt  $R = 1500$  km-nek vettük.

A földi és a műholdas méréseket ennek megfelelően állítottuk párba. A párba állítás feltétele a következő volt:  $\Delta L < 0.15$ ,  $\Delta t < 30$ , min,  $\Delta lon < 20^\circ$  (L-érték, idő és földrajzi hosszúság). Az egyezések számát a 5.1 táblázat mutatja. A 5.4-5.7 ábrákon látható a CLUSTER WHISPER és az AWDANet mérések összehasonlítása.

5.1. táblázat. Egyidejű CLUSTER WHISPER alsóhibrid-rezonancia és AWDANet whistler detektálások 2009 és 2012 között. A műholdak pályamagasságát a későbbiekben újra megemelték, így nem teljesült rájuk az alsóhibrid-rezonancia észleléséhez szükséges feltétel. Ebben az időszakban az AWDANet még kevesebb állomással üzemelt, itt az első hat legnagyobb számú egyezést produkáló állomást tüntettük fel.

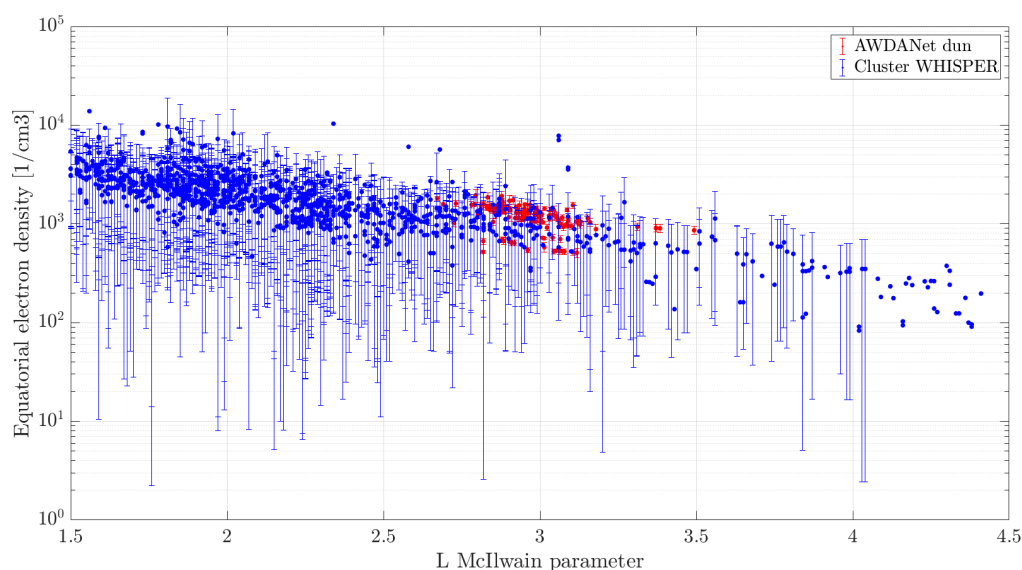
AWDANet állomás	Egyidejű események száma, WHISPER	Egyidejű események száma, AWDANet
Dunedin	535	217
Halley	82	33
Karümsina	91	61
Marion	438	517
Rothera	440	948
SANAE	117	60

A 5.10-5.15 ábrákon az egyenlítői elektronsűrűségeket az L-érték függvényében ábrázoltuk. A kék pontok a WHISPER alsóhibrid-rezonanciából származtatott sűrűségek, a piros pontok az AWDANet mérések eredményei. A CLUSTER adatoknál feltüntetett hibasávok a származtatott sűrűségek hibaterjedéssel számolt hibái, figyelembe véve a kiolvasás hibáját. A nagy hibák oka a sűrűségszámolás során használt 5.1 képletben szereplő inverz mennyiségek. Az alsóhibrid-frekvenciákból származtatott elektronsűrűségek számítása érzékeny a bemenő hibákra, ezért az átlagos pontatlanság  $\sim 100\%$ . Az AWDANet adatoknál ábrázolt hibák az inverziós módszert becsült hibái. Az ábrák alapján három fontos következtetés vonható le:

1. Mindkét pontthalmazon világosan látszik a sűrűségek azonos L-függése.

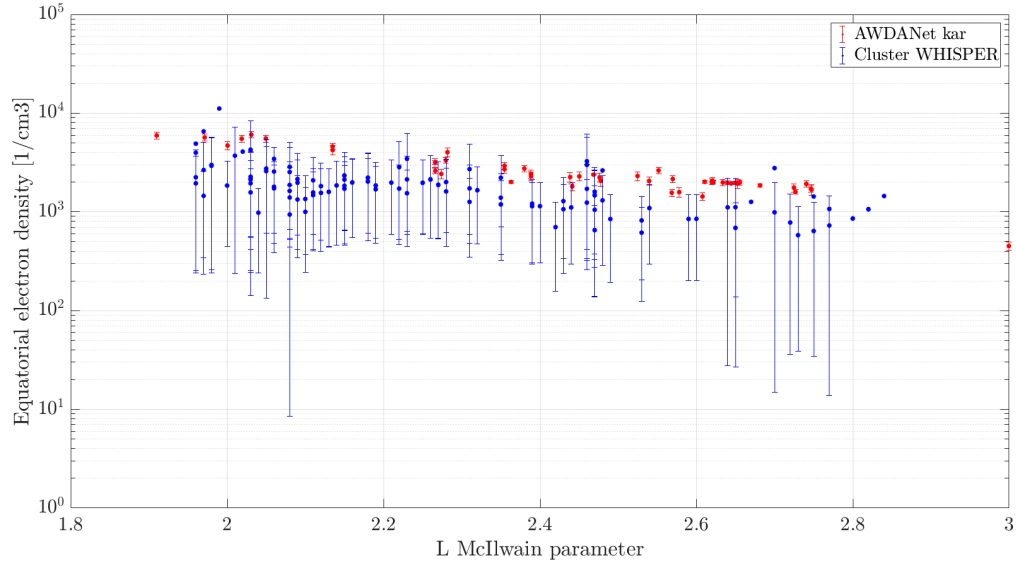
### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

2. A whistlerinverzióból származó egyenlítői elektronsűrűségek néhány esetben nagyobbak a WHISPER mérésekénél. Ez például a 5.6 ábrán figyelhető meg, ahol a piros pontok többsége a kék pontok felett, sőt sokszor azok hibasávjai felett helyezkedik el. Az eltérés fő oka, hogy az alsóhibrid-rezonancia származtatása során az erővonal menti eloszlásra a diffúzív egyensúly elméleti modellt (esetünkben a DE-1-et) használtuk [Angerami & Thomas, 1964]. Ezt a modellt azért választottuk, mert ez az egyetlen, amely ionösszetételt is tartalmaz, mely szükséges az alsóhibrid-rezonanciák számításához. A DE modellről újabb, in-situ méréseken alapuló vizsgálatok alapján ismert, hogy alulbecsli az egyenlítői elektronsűrűség értékeit [Lichtenberger, 2009; Ozhogin *et al.*, 2014]. Ennek érdekében a DE modellt a későbbiekben célszerű átskalázni az in-situ mérésekkel.
3. Dunedin, Marion és Rothera esetében két különálló, párhuzamos vonalat látnunk az ábrákon (5.4, 5.9 és 5.8 ábrák). Ezek az egyenlítői elektronsűrűség ismert téli-nyári változásának következményei [Carpenter & Anderson, 1992]. Ezeket a változásokat a DE modell nem tartalmazza.

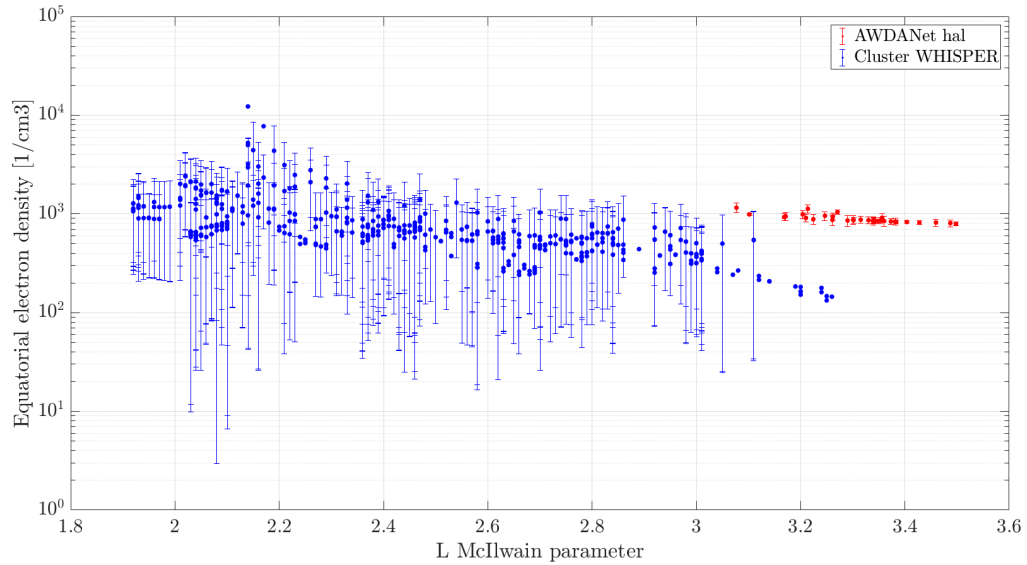


5.4. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Dunedin AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek.

### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

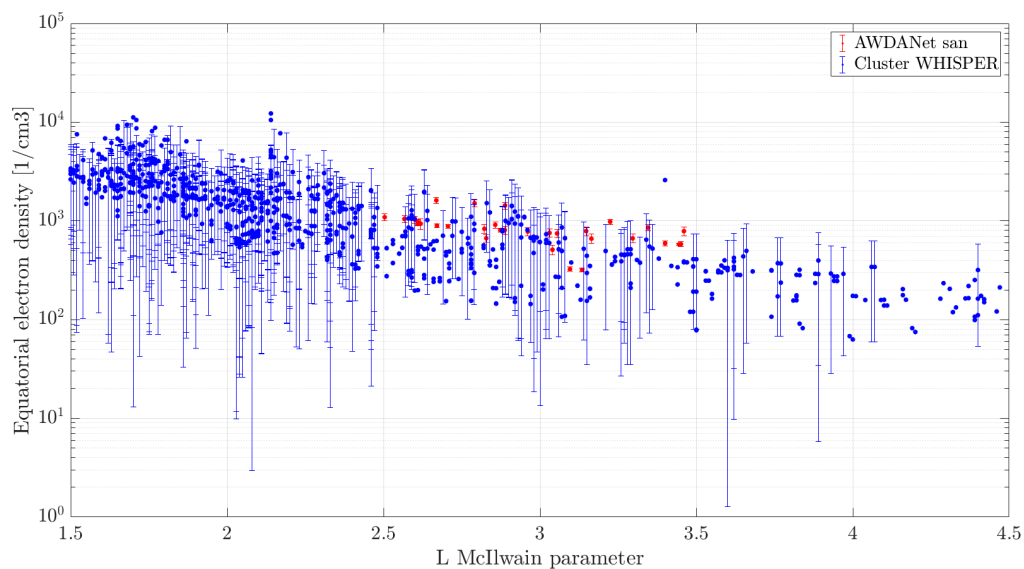


5.5. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Karümsina AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek.

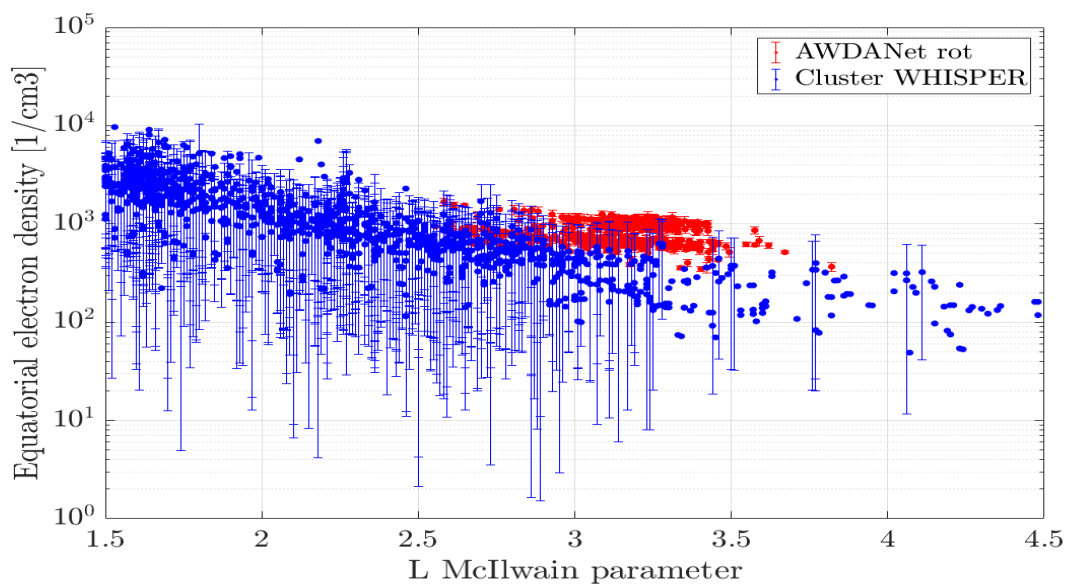


5.6. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Halley AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek.

### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

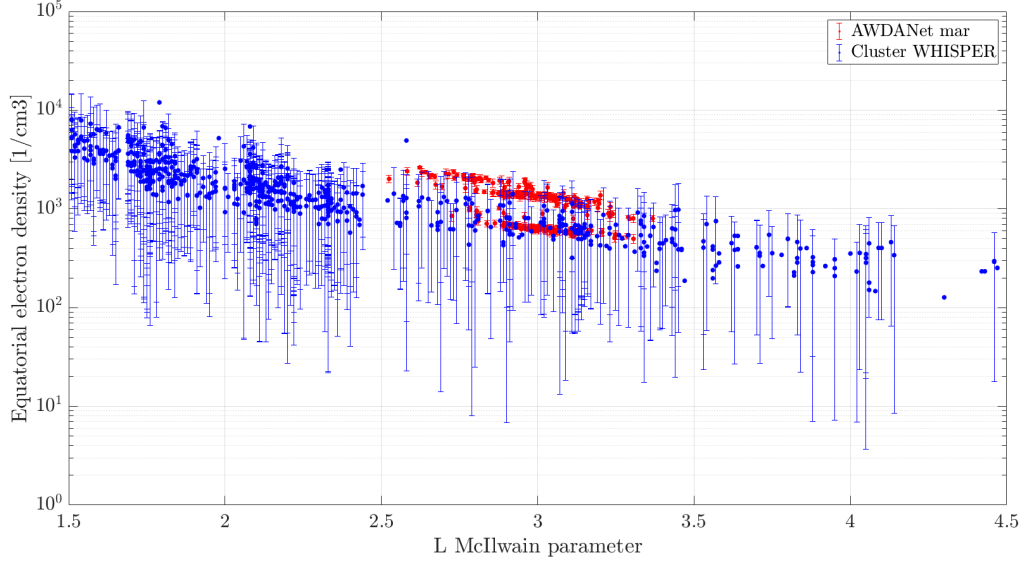


5.7. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, SANA AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek.



5.8. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Rothera AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek.

### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

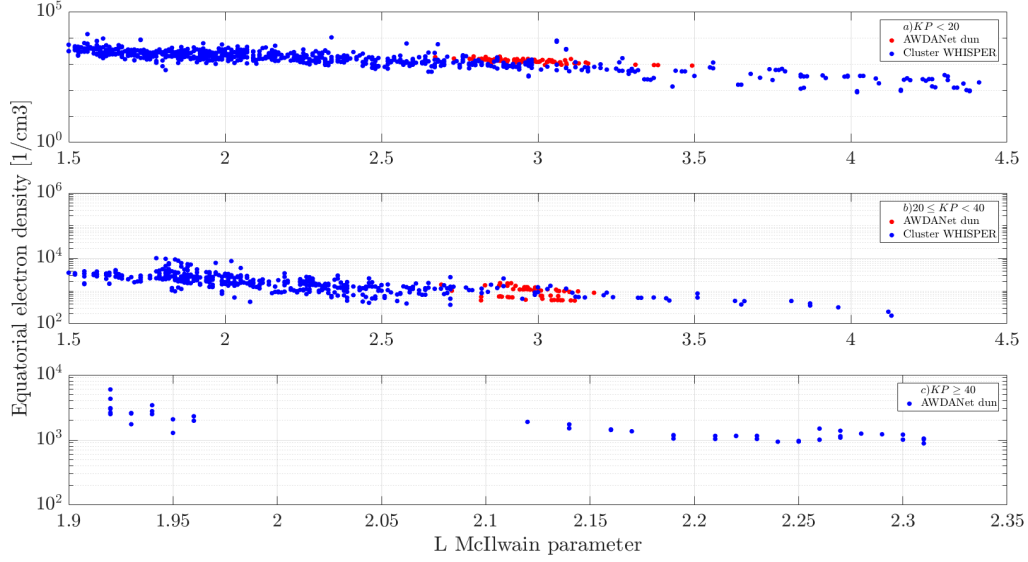


5.9. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Marion AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek.

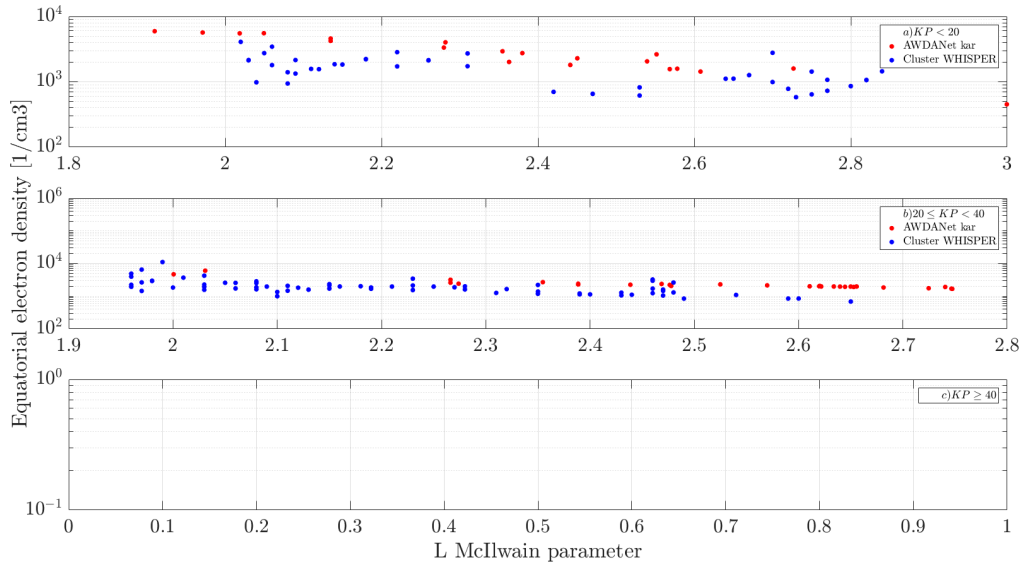
Annak vizsgálatára, hogy a geomágneses viszonyok okoznak-e további eltéréseket, az adathalmazokat a geomágneses aktivitás szerint három csoportba osztottuk. Ehhez a széles körben használt  $K_p$  index alapján tettük meg:  $K_p < 20$ ;  $20 < K_p < 40$  és  $K_p > 40$ , azaz nyugodt, közepes aktivitású és viharos időszakok. A három csoportra bontott WHISPER és AWDANet értékek összehasonlítását a 5.4-5.9 ábrák mutatják be. A 5.1 táblázat szerint egyes állomások esetében néhány tíz-száz egybeesést találtunk, ezek azonban nem egyenletesen oszlanak el  $K_p$  szerint. Így néhány csoportban egy pont sem maradt.

A kapott eredmények alapján a geomágneses körülmények nem okoznak további eltérést – az egyezésben a korábban a 5.4-5.7 ábrákon is megfigyelhető  $L$ -függéshez képest, melynek oka, hogy a DE-1 modell alulbecsli a sűrűségeket –, az ábrákon mindkét mérés mutatja az elvárt  $L$ - $n_{eq}$  függést. Így levonható a következtetés, hogy a whistlerinverziós modellek nem függenek a geomágneses körülményektől, az elemzés hibahatárain belül.

### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

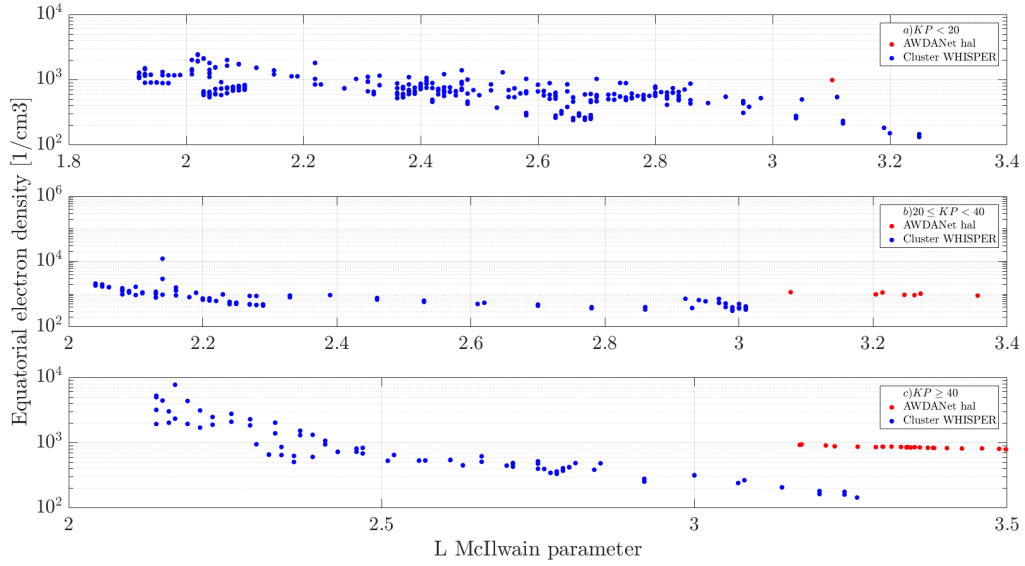


5.10. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Dunedin AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek, az időszak mágneses aktivitása szerint csoportosítva.

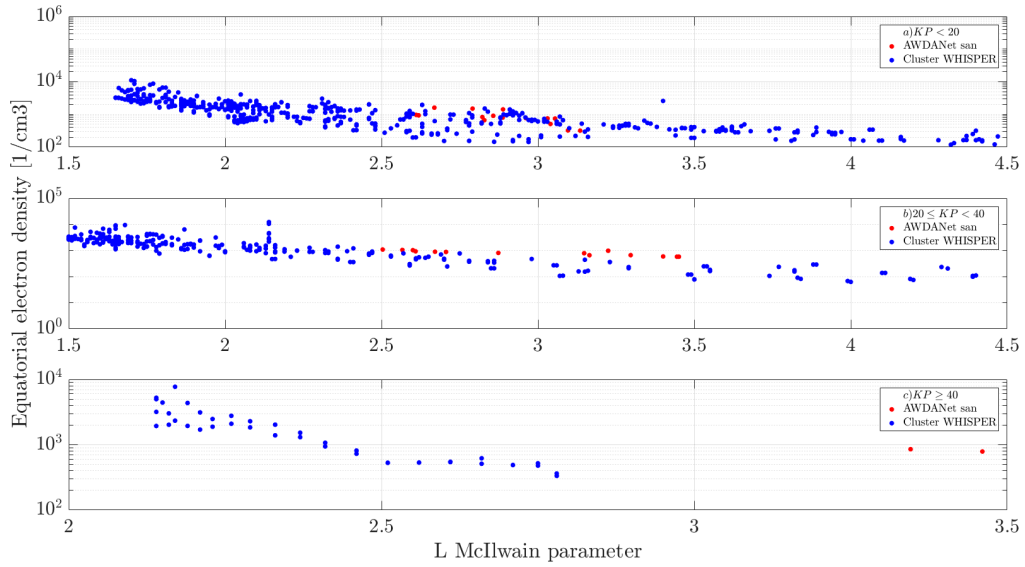


5.11. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Karümsina AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek, az időszak mágneses aktivitása szerint csoportosítva.

### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása

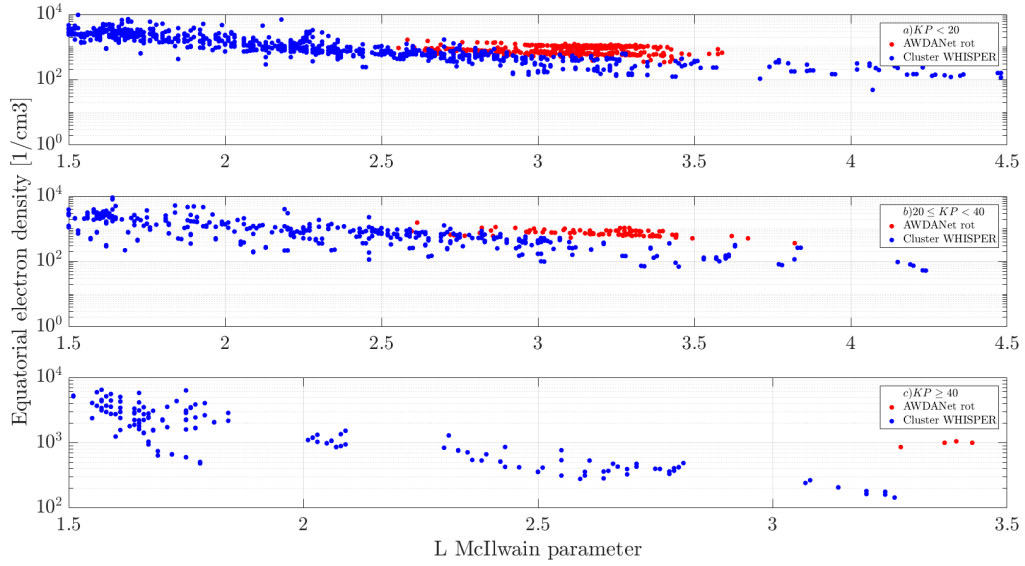


5.12. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Halley AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek, az időszak mágneses aktivitása szerint csoportosítva.

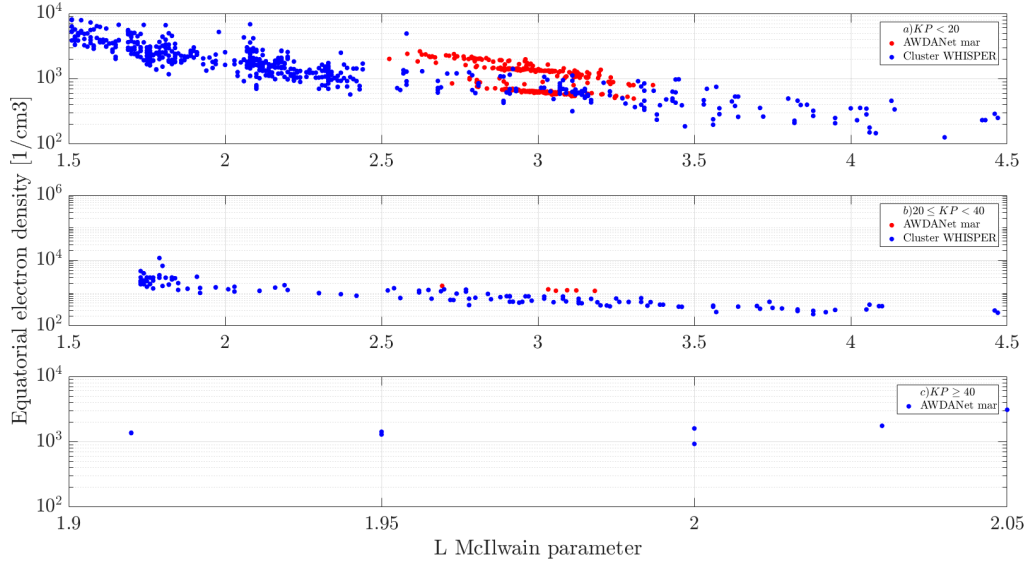


5.13. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, SANA AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek, az időszak mágneses aktivitása szerint csoportosítva.

### 5.3 Az AWDANet és a CLUSTER plazmasűrűségek összehasonlítása



5.14. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Rothera AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek, az időszak mágneses aktivitása szerint csoportosítva.



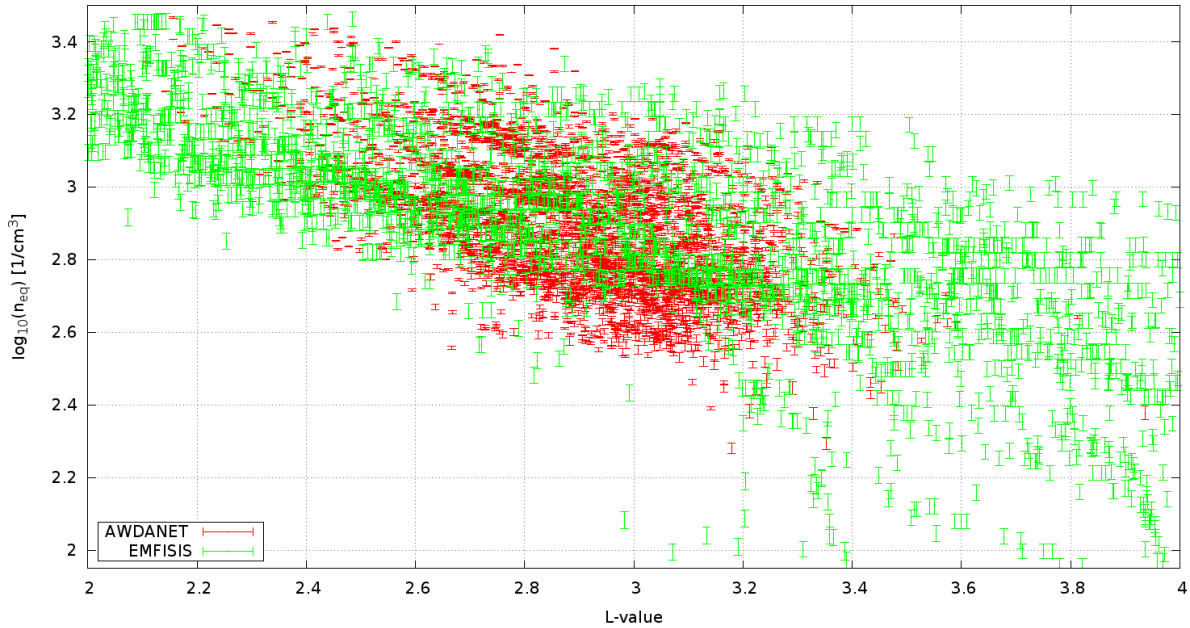
5.15. ábra. A WHISPER alsóhibrid-rezonancia mérésekből származtatott és az azzal egyidejű, Marion AWDANet állomáson mért whistler eseményekből származtatott egyenlítői elektronsűrűségek, az időszak mágneses aktivitása szerint csoportosítva.



## 5.4. Az AWDANet és a Van Allen Probes plazmasűrűség-méréseinek összehasonlítása

A földi méréseket a plazmaszférát minden keringés során érintő, 2012-ben felbocsátott Van Allen Probes műholdak méréseivel is összetettük. Az AWDANet állomások jelentős része 2012 után lépett működésbe (lásd 3. fejezet), itt egyelőre csak az előzőekben is használt állomások méréseire szorítkozunk. Halley és Karümsina esetében 2012-ben indultak a rendszeres mérések, így a CLUSTER-hez képest jelentősebb a földi és a műholdas mérések időszakának átfedése.

A 5.16 ábra hasonló, mint a 5.4-5.9 ábrák, csak a Van Allen Probes EMFISIS adatokra. Itt is a következő feltételnek megfelelő méréseket tüntettük fel:  $\Delta L < 0.15$ ,  $\Delta t < 30$ , min,  $\Delta lon < 20^\circ$  (L-érték, idő és földrajzi hosszúság). Lényeges különbség, hogy a földi és a műholdas adatok hibája itt már azonos nagyságrendbe esik.

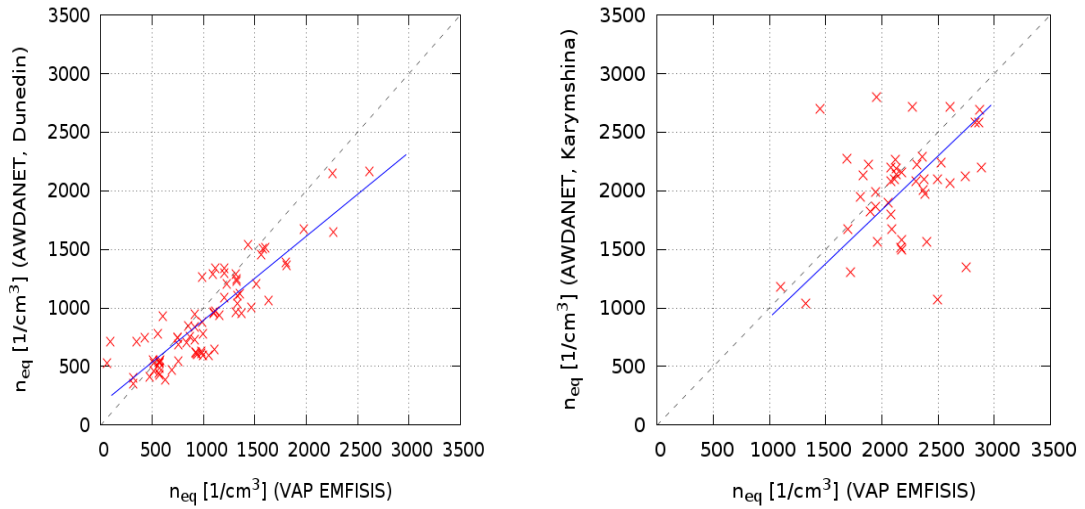


5.16. ábra. A VAP EMFISIS felsőhibrid rezonanciából (AURA) és az azokkal egyidejű, Rothera állomáson mért whistlerekből származtatott plazmasűrűségek összehasonlítása 2012-re.

A  $n_e < 3000$  mérési tartományon belül majdnem mindig elérhető EMFISIS sűrűségméréseknek köszönhetően jóval nagyobb volt az egyidejű műholdas és földi mérések száma, így szűkíteni tudtuk az összehasonlítás feltételét, különösen a legérzékenyebb tényező, az L-érték esetén:  $\Delta L < 0.01$ ,  $\Delta t < 15$ , min,  $\Delta lon < 15^\circ$  (L-érték,

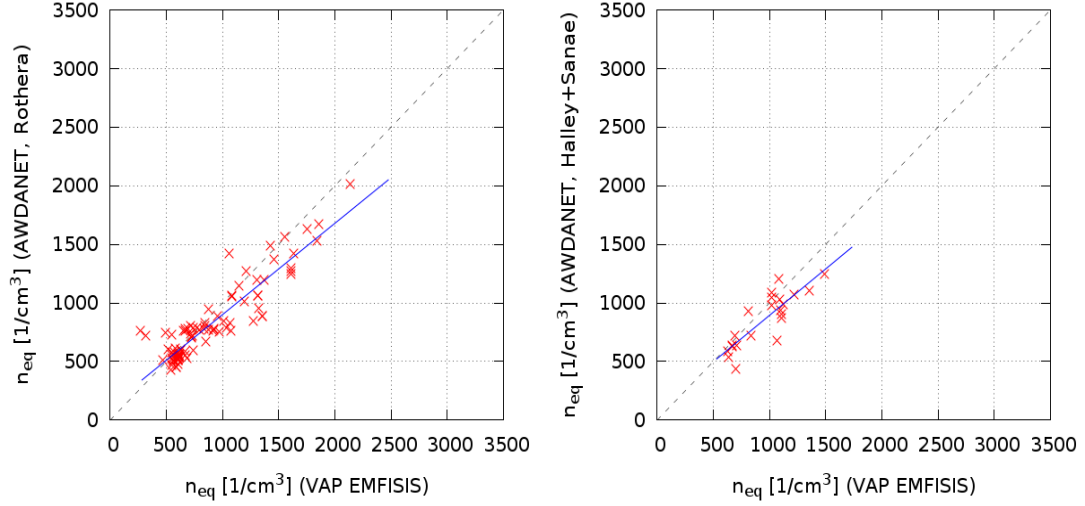
## 5.4 Az AWDANet és a Van Allen Probes plazmasűrűség-méréseinek összehasonlítása

idő és földrajzi hosszúság). Így közvetlenül össze tudtuk hasonlítani a két sűrűség-mérést. Ennek eredménye az egyes állomásokra a 5.17, 5.18 és 5.19 ábrákon látható. Tihany és Gyergyóújfalu állomást földrajzi közelségük miatt együtt kezeltük. A két mérési módszer tökéletes egyezése esetén a pontoknak az  $y = x$  egyenes mentén kell sorakozniuk. A kapott pontokra egyenest illesztettünk, melynek paramétereit az ábrafeliratban adjuk meg. A 5.20 ábrán az összes felhasznált állomás (Dunedin, Karümsina, Halley, SANAE, Marion és Tihany/Gyergyóújfalu) méréspárjai és az így kapott pontokra illesztett egyenest látható.

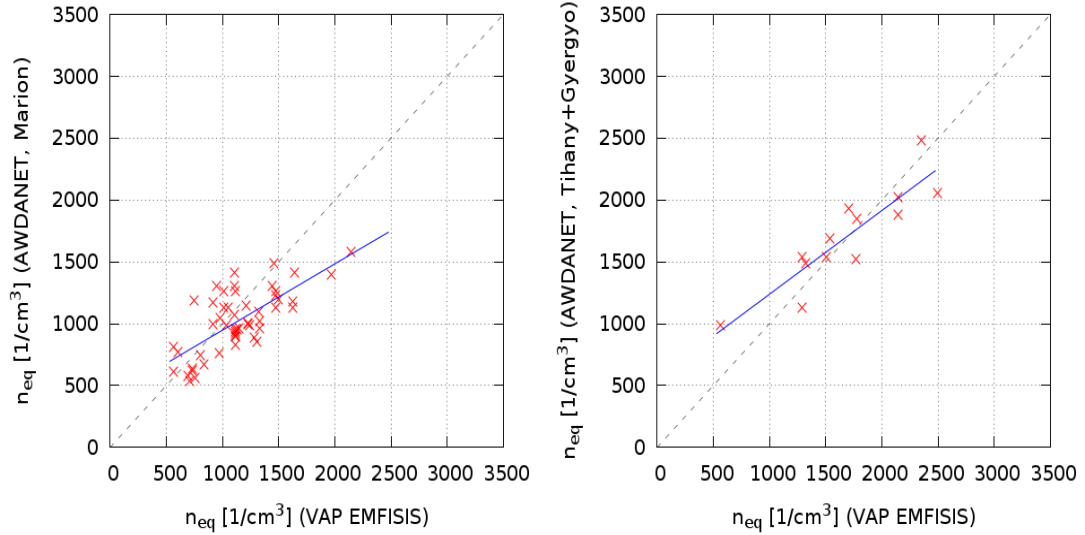


5.17. ábra. A műholdas és a whistlerinverzióból nyert egyenlítői sűrűségek összehasonlítása. A szaggatott vonal az  $y = x$  egyenes, a kék az illesztett egyenes. Dunedin esetén (balra)  $y = 0,72x + 178,1$ , a korrelációs együttható  $r = 0,88$ . Karümsina esetén (jobbra)  $y = 0,91x - 5,7$ , a korrelációs együttható  $r = 0,72$ .

## 5.4 Az AWDANet és a Van Allen Probes plazmasűrűség-méréseinek összehasonlítása



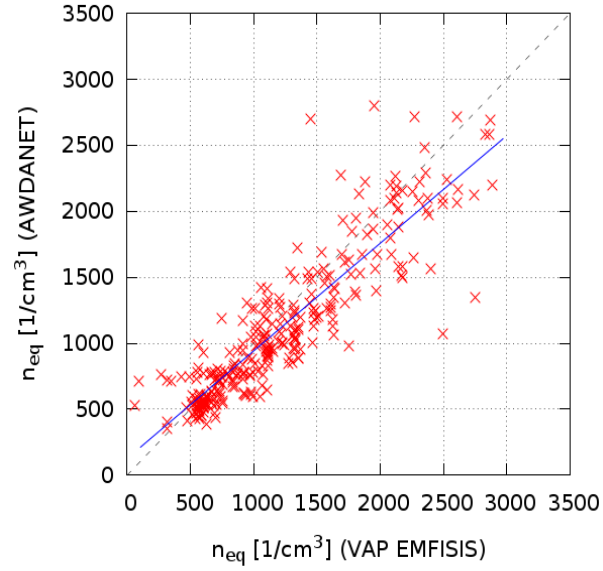
5.18. ábra. Mint az 5.17 ábra, Rothera (balra) és Halley+SANAE (jobbra) állomásokra. Rothera esetén az illesztett egyenes  $y = 0,78 * x + 121,6$ , a korrelációs együttható  $r = 0,92$ ; Halley+SANAE esetén az illesztet egyenes  $y = 0,79 * x + 101,6$ , a korrelációs együttható  $r = 0,85$  [Lichtenberger *et al.*, 2017].



5.19. ábra. Mint az 5.17 ábra, Marion (balra) és Tihany+Gyergyó (jobbra) állomásokra. Marion esetén az illesztett egyenes  $y = 0,54 * x + 411,5$ , a korrelációs együttható  $r = 0,71$ ; Tihany+Gyergyó esetén az illesztet egyenes  $y = 0,6766x + 561,8$ , a korrelációs együttható  $r = 0,89$  [Lichtenberger *et al.*, 2017].

#### 5.4 Az AWDANet és a Van Allen Probes plazmasűrűség-méréseinek összehasonlítása

---



5.20. ábra. Mint az 5.17 ábra, az összes állomás egyesített adataira. Az illesztett egyenes  $y = 0,82 * x + 114,3$ , a korrelációs együttható  $r = 0,90$ . Az adatpontok száma 312 [Lichtenberger *et al.*, 2017].

## 5.5. Összefoglalás

A földi whistlerinverziós mérésekből nyert egyenlítői elektronsűrűségeket a CLUSTER és a Van Allen Probes műholdakkal validáltuk. A földi mérések nem mutatnak  $L$ -érték és geomágneses érték függést, azonban függnek a magától az  $n_{eq}$  értéktől (lásd 5.20 ábra). A fejlesztés alatt álló új inverziós algoritmus javíthat ezen a korreláción. A 4. fejezetben bemutatott, általam adott pontosabb műholdas sűrűségmérést (mivel az később valósult meg) ebben a munkában még nem használtuk, segítségével a jövőben megbízhatóbban végezhetjük el a földi mérések kalibrációját.

## 6. fejezet

# Földön mért whistlerek forrásterületének meghatározása

### 6.1. Bevezetés

Az 1. fejezetben kifejtettük, hogy a villámkisülés keltette whistlerek hullám-részecske kölcsönhatásokon keresztül hatással vannak a sugárzási övekre és az ionoszférára. A whistlerek jellegzetes hullámformájuk révén az ionoszféra távérzékeléses vizsgálatára is alkalmasak. Mindezek motiválják a whistlerek forrásának és terjedésének pontosabb megértését.

A VLF jelek magnetoszférába jutásához inkább nagy geomágneses szélességeken kedvezők a körülmények [Helliwell, 1965], míg a villámtevékenység a trópusokon, alacsony földrajzi szélességeken a legjelentősebb [Christian *et al.*, 2003]. Az adott földrajzi ponton hosszú távon megfigyelhető whistleraktivitás a két hatás együtteseként áll elő.

Korábbi kutatások arra utalnak, hogy a  $16^\circ$  geomágneses szélesség környéke az a határ, ami alatt nem figyelhetők meg whistlerek a földfelszínen – vagy a csapdázódási és átviteli feltételek hiánya, vagy a vezetőcsatornák hiánya miatt [Rao *et al.*, 1974; Helliwell, 1965]. Ezen kívül számos további, időben változó körülmény van, amely befolyásolhatja a whistlerek földfelszínre való lejutását, például az aktuális villámtevékenység (a források megléte), az ionoszféra paraméterei, vezetőcsatornák jelenléte stb. A tapasztalat szerint a whistlergyakoriság általában jóval alacsonyabb, mint a konjugált terület villámgyakorisága. Fontos lenne tehát megérteni, mely tényezők befolyásolják a whistlerek vételét. A jelenség forrását a villámok jelentik, így mindezekellett ezek szerepét kell tisztáznunk, mielőtt kísérletet teszünk a további tényezők hatásának elkülönítésére.

Bár a whistlerterjedés általános elmélete elfogadott, a forrásterület pontos helyét és kiterjedését eddig kísérletileg nem határozták meg. Logikus feltételezés, hogy

adott ponton detektált whistlerek forrásai a megfelelő geomágneses konjugált pont körül szimmetrikusan helyezkednek el, ez azonban nem bizonyított. Yoshino [1976] eredményei szerint Szugadaira (Japán) konjugált pontjától a pólus irányába és nyugatra helyezkedtek el a források, míg Öster [2009] Tihany konjugált pontjától a pólus irányában és keletre talált többlet forrásokat. Gokani *et al.* [2015] hasonló eltérést tapasztalt az indiai Allahabadban megfigyelt alacsony földrajzi szélességű whistlerek esetén. Bár a nagyon alacsony szélességű whistlerek terjedésének részletei nem pontosan ismertek, eredményük szerint a valószínűsíthető források a konjugált pont 1000 km-es környezetében helyezkedtek el. Whistlerek forrásvillámaint korábban azonosította a vezetősatorna talppontjától 2000 km-re Storey [1953], 2500 km-re Carpenter & Orville [1989], valamint poláris szélességeken több ezer km-re Allcock [1960]. A whistler módusú hullámok ilyen terjedési útját igazolta Clilverd *et al.* [1992]. Holzworth *et al.* [1999] összefoglaló tanulmánya szerint a felfelé menő whistlerek az ionoszférában a forrásvillámoktól több, mint 1000 km vízszintes távolságban is észlelhetők, rakétakísérletek alapján. Chum *et al.* [2006] manuálisan azonosított 3500 töredékwhistlert a DEMETER alacsonypályás műholdon, és párba állították azokat az EUCLUD (European Cooperation for Lightning Detection) regionális villámadatbázis villámaival. Eredményük szerint a villámkisülések akár a forrástól 1500 km-re is megjelennek a magnetoszférában whistler módusú hullámként.

A whistlerforrásokkal kapcsolatos tudásunk korlátait illusztrálja az úgynevezett „Dunedin-paradoxon”. Az új-zélandi Dunedin konjugált pontjában sok nagyságrenddel alacsonyabb a villámgyakoriság, mint az állomáson mérhető whistlerek száma. Ezen kívül a whistlergyakoriság napi eloszlása is eltér a konjugált pont villámtevékenységének eloszlásától [Rodger *et al.*, 2009b]. Collier *et al.* [2010] szerint a konjugált ponttól több, mint 7000 kilométerre fekvő trópusi Mexikó a források helye, ez azonban ellentmond a terjedésről alkotott képünknek, valamint más megfigyeléseknek [Morgan & Allcock, 1956; Antel *et al.*, 2014].

Kis számú whistler és villámkisülés összepárosításán kívül – lásd Storey [1953]; Allcock [1960]; Carpenter & Orville [1989] munkáit –, a két jelenség közötti korrelációról kevés általános kutatást végeztek. Ohta & Hayakawa [1990] nem talált összefüggést a Jamaokában (Japán) mért whistlergyakoriság és az ausztráliai konjugált pontja közelében tapasztalható villámok között. 1977 és 1987 között minden év január 1. és 15. között végeztek whistlerméréseket, míg a konjugált területen csak havi villámszámok voltak hozzáférhetőek, körülbelül 50 km-es körzetben, így elég kis adathalmazon dolgoztak. Collier *et al.* [2006] a közepes szélességű tihanyi állomáson ( $L=1.8$ ) mért whistlergyakoriság napi és évszakos menetét hasonlította össze a feltételezett forrásterület (Dél-Afrika) villámgyakoriságával a WWLLN (World Wide Lightning Location Network) és a LIS/TRMM (Lightning Imaging Sensor műszer a Tropical Rainfall Measuring Mission műholdon) adatai alapján. Eredményei összességében konzisztensek voltak a vizsgált terület forrás voltával.

A Collier *et al.* [2009] által adott módszerrel egy földrajzi rács celláira külön-külön

kiszámolta a whistlerek és a cellába tartozó villámok közötti Pearson-féle korrelációs együtthatót. A módszert a Tihanyban 2003. január 1. és 2005. május 19. között detektált whistlerekre alkalmazta. Eredménye szignifikáns pozitív korrelációt mutatott az állomás konjugált pontjának  $\sim 1000$  km-es környezetében, különösen a délutáni és kora esti időszakban. Collier *et al.* [2010] ugyanezt a módszert az új-zélandi Dunedinben 2005. május 20. és 2009. április 13. között mért whistlerekre alkalmazták. Ebben az esetben a konjugált pont közelében (Alaszkai-félsziget) semmilyen korrelációt, a Csendes-óceán északi részén enyhe pozitív korrelációt, Mexikó területén pedig erős korrelációt tapasztaltak.

Mivel a Pearson-féle korrelációs együttható érzékeny a nagy csúcsokra – melyek a villámkiülések idősorában gyakran jelentkeznek –, ennek kiküszöbölésére Collier *et al.* [2009, 2010] logikai (boolean) kerekítést alkalmaztak, egy időablakon belül ( $\Delta t = 1$  min) az események számát 0-ra vagy 1-re kerekítve (némi információvesztés mellett). Collier *et al.* [2011] későbbi tanulmányában, melyben az antarktiszi Rothera állomáson 2008. május 13. és 2009. december 30. között detektált whistlerek vizsgáltak, nem alkalmaztak ilyen kerekítést. Eredményük szerint a Golf-áramlat – ahol jelentős villámtevékenység tapasztalható – területén szignifikáns pozitív korreláció tapasztalható. Az említett tanulmányok [Collier *et al.*, 2009, 2010, 2011] mindegyikében további, a konjugált ponttól távol eső pozitív korrelációjú területek jelennek meg, melyekről nem állítható bizonyosan, hogy tartalmazznak-e forrásokat. Vodinchar *et al.* [2014] hasonló munkájában a kamcsatkai Karümsinában 2013. március 1. és 11., valamint szeptember 1. és 30. között detektált whistlerek vizsgáltak. A logikai kerekítéses Pearson-féle korrelációs együtthatón kívül Spearman-féle rangkorrelációs együtthatót is számoltak a teljes whistler illetve villám idősorra, utóbbit kontinensenként leszűkítve. Nem tapasztaltak szignifikáns korrelációt az állomás konjugált pontja közelében, illetve az ausztrál kontinensen.

Collier *et al.* [2011] megadtak egy második, eltérő módszert a kauzatív villámok feltérképezésére. Korrelációk helyett ez a módszer közvetlenül az adott állomáshoz (jelen esetben Rothera) tartozó egyes whistlerek megelőző, előre meghatározott időablakba eső villámokat válogatja le, és ezeknek a villámoknak a földrajzi eloszlását tüntetik fel egy sűrűségterképen. A kapott eloszlás hasonlít általában a villámok eloszlására a Golf-áramlat környékén, és a fent felsorolt korrelációs módszereknél jóval részletesebb képet ad.

Kutatásom célja a whistlereket keltő forrásvillámok elhelyezkedésének meghatározása. A forrásterületek megbízható meghatározása után lehetővé válik a whistlergyakoriság és a forrásterület villámaktivitásának, időbeli alakulásuknak részletes összevetése. A WWLLN jelentette hosszú távú, globális villámadatbázis és az AWDANet whistlerészleléseiből előállított jelentős méretű adatbázisok segítségével a korábbi tanulmányoknál lényegesen nagyobb adathalmazon dolgozhatunk.



## 6.2. Adatok

A WWLLN (World Wide Lightning Location Network, <http://www.wwlln.com/>) egy globális, VLF szenzorokból felépülő villámdetektor és -lokalizációs hálózat. A hálózat az úgynevezett TOGA (csoportbeérkezési idő) algoritmus segítségével határozza meg a legalább öt állomás által detektált villámok helyét [Dowden *et al.*, 2002]. Mivel a Föld-ionoszféra hullámvezetőben a VLF elektromágneses hullámok csillapítása alacsony ( $\sim 1$  dB/1000 km), a hálózat viszonylag kevés állomással is globálisan érzékeny, szemben a regionális villámdetektor hálózatokkal, melyek általában magasabb frekvencián detektálnak. Egyetlen WWLLN állomás átmeneti kiesése viszonylag kis hatással van az észlelési hatásfokra [Hutchins *et al.*, 2012]. Ezért jelen kutatás során a WWLLN villám idősort folyamatosnak, adatkieséstől mentesnek tekintettem.

Az állomások száma folyamatosan nőtt, 2005-ben még 23 volt, jelenleg  $\sim 70$  állomás üzemel. A feldolgozó algoritmus fejlesztéseit követően (melynek új verzióival az eredeti nyers méréseket is újra feldolgozzák) a hálózat bővítésének eredményeként az adatbázisban szereplő villámok száma a 2005-ben detektált 36 millióról 2017-re évi 208 millió darabra nőtt. A WWLLN mind a lecsapó villámokat (cloud to ground, CG), mint felhőn belüli (intracloud, IC) kisüléseket képes detektálni, amennyiben elegendően nagy teljesítményűek. A teljes (CG+IC) észlelési hatásfok becslések szerint a 2005-ös 2,6%-ról 2017-re már 15%-ra növekedett [Rodger *et al.*, 2006, 2009a; Abarca *et al.*, 2010; Rodger *et al.*, 2014]. Az észlelési hatásfok erősen függ a villám csúcsáramától, és a  $-130$  kA-t meghaladó áramokra elérheti a 35%-ot [Abarca *et al.*, 2010]. Az észlelési hatásfok jéggel borított felszín esetén a legalacsonyabb, például Grönlandon és az Antarktiszon [Hutchins *et al.*, 2012]. A helymeghatározás pontossága  $< 10$  *textrm{km}*, mely érték jóval kisebb, mint a 6.2-6.9 ábrán látható térképek pixelmérete. A WWLLN villámok időbélyegének pontossága  $\ll 1$  ms. Ebben a kutatásban  $2 \times 10^9$  darab lokalizált villámot használtunk a WWLLN 2007 és 2018 közötti méréseiből.

A 3. fejezetben ismertetett AWDANet hálózat jelenleg az egyetlen globális whistlerdetektor hálózat. A hálózat állomásai 2007 óta GPS időszinkron jellel működnek, így a whistler időbélyegek pontosságát a whistler nyomok kiolvashatósága korlátozza, amelyik  $\sim 1$  ms. Bár az általunk adott módszer kisebb pontosság esetén is működőképes, ezt a kutatást a 2007 és 2018 közötti whistler mérésekre korlátoztuk (lásd 6.1 táblázat). A 3. fejezetben részleteztük az adatok előállítását. A feldolgozó algoritmus első lépcsőjeként a whistler nyomok idősora áll elő, a második lépcsőben ezek inverziója nyomán meghatározásra kerül a terjedés L-értéke, a terjedés menti egyenlítői elektronsűrűség és a keltővillám becsült időpontja. Bár ez utóbbi adat hasznunkra válhat, ha össze szeretnénk párosítani a whistlereket az azokat keltő villámokkal, jelenleg az inverziós algoritmus csak az esetek kb. 1%-5% százalékában fut le sikeresen. Ezért inkább a jóval nagyobb statisztikát biztosító whistler idősort

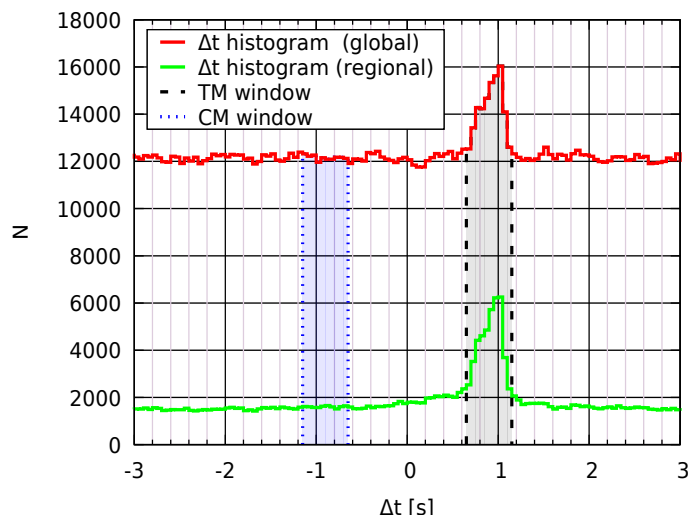
használtam.

6.1. táblázat. Az AWDANet állomások elhelyezkedése földrajzi régiók szerinti csoportosításban, valamint az ebben a fejezetben felhasznált whistlerek. Az L-értéket a 2015-ös epochára, 100 km magasságra számoltam az IGRF-12 modellel [Thébault *et al.*, 2015]. Az utolsó oszlop az itt bemutatott módszerrel számolt villám-whistler átviteli tényezők maximális értékét mutatja állomásonként.

Állomás	Földrajzi koordináták	L-érték	Felhasznált évek	Whistlerek összesen	Átvitel (TR) [%]
Karümsina	53.0°N, 158.7°E	2.18	2012-2016	3,110,000	25
Dunedin	45.7°S, 170.5°E	2.78	2007-2017	3,660,000	75
Palmer	64.8°S, 64.0°W	2.52	2009-2010	17,600,000	50
Rothera	67.5°S, 68.1°W	2.82	2008-2016	43,300,000	20
Halley	75.6°S, 26.6°W	4.75	2012-2015	4,300,000	30
SANAE	71.7°S, 2.8°W	4.60	2006-2016	1,780,000	20
Sutherland	32.4°S, 20.6°E	1.78	2007-2011	30,000	0.5
Grahamstown	33.3°S, 26.5°E	1.82	2015-2018	124,000	0.5
Marion-sziget	46.9°S, 37.9°E	2.68	2009-2016	3,540,000	12
Tihany	46.9°N, 16.9°E	1.83	2007-2017	820,000	4
Gyergyóújfalu	46.7°N, 25.5°E	1.84	2007-2016	120,000	2
Nagycenk/Muck	47.6°N, 17.7°E	1.81	2007-2018	285,000	3
Humain	50.2°N, 5.2°E	2.09	2011-2018	128,000	4
Eskdalemuir	55.3°N, 3.2°W	2.72	2011-2018	10,000	$\geq 12$
Tvärminne	59.8°N, 23.0°E	3.32	2013-2018	346,000	$\geq 15$

## 6.3. Módszertan

A 6.1 szakaszban említett korreláció alapú módszerek több hátránnyal bírnak. Először is a korrelációs térképek olykor negatív korrelációjú területeket is tartalmaznak, aminek nincs fizikai jelentése. Másodszor, ami fontosabb, a pozitív korrelációjú területek nem jelentenek szükségszerűen valódi kauzalitást. Könnyen elképzelhető például, hogy valamely földrajzi terület villámainak napi menete pusztán véletlenül hasonló egy másik területen megfigyelhető whistlerek napi menetéhez. Utóbbi számos különböző tényező együtteseként áll elő, köztük a forrásvillámok gyakoriságából, az ionosféra napi változásából, az ionoszférában és a plazmaszférában való terjedés további hatásaiból, melyek együttesen véletlenül is eredményezhetnek némi korrelációt a két idősor között. Harmadrészt, ugyanezen érvelés mentén látható, hogy a whistlerek és a valódi forrásvillámok közötti valódi korrelációt leronthatják az említett időfüggő terjedési hatások, melyek a forrás és a detekció között fellépnek.

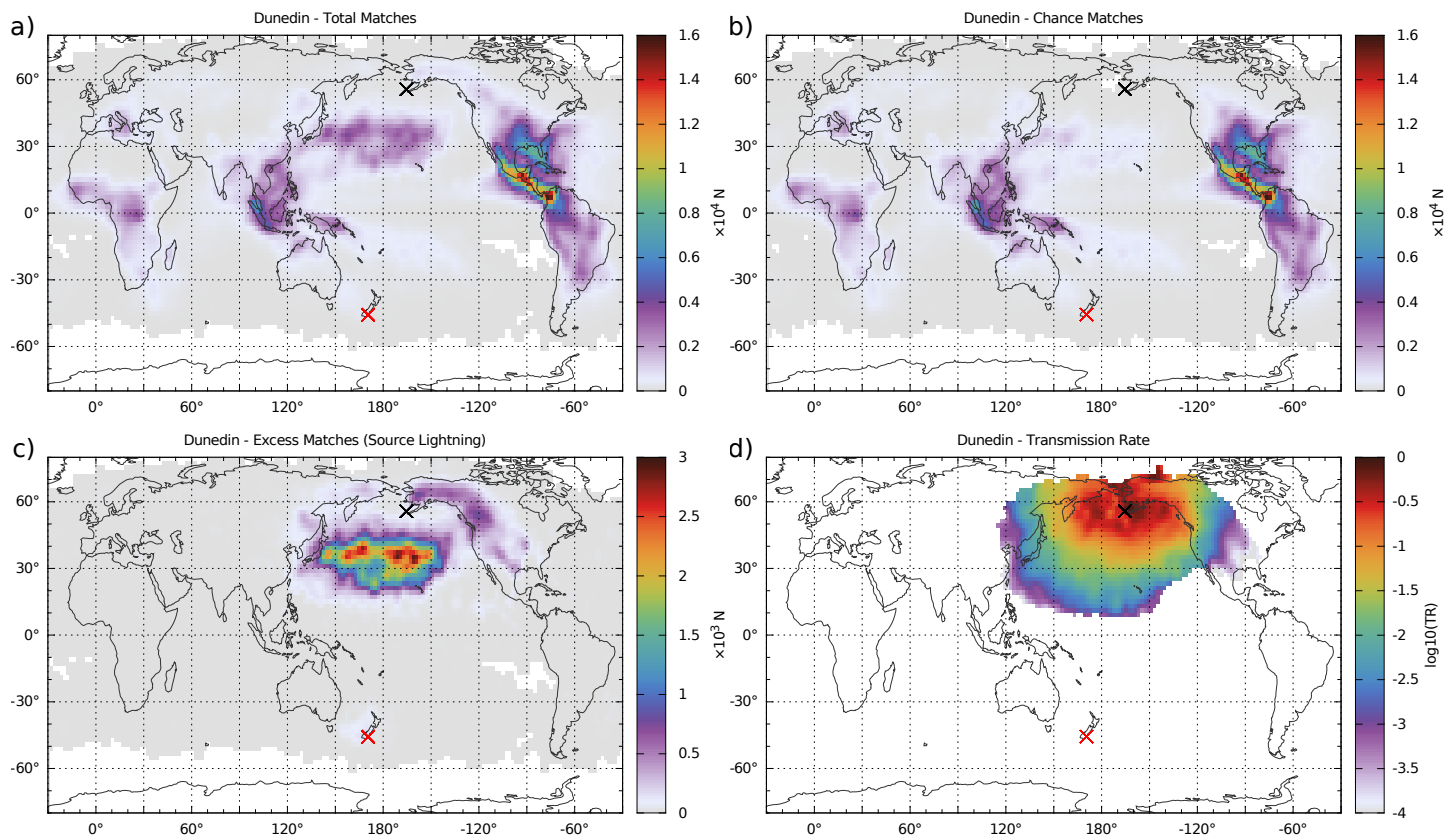


6.1. ábra. Whistlerek és villámok időkülönbségének hisztogramja, a WWLLN globális villámadatai alapján (piros), illetve az adatokat a konjugált területre korlátozva (zöld).  $N$  a villám-whistler párok száma. Az eloszlásban a csúcsot az okozza, hogy a whistlerek jellemzően az őket keltő villámot követően jelennek meg, míg az egyenletes eloszlású háttér az egymással semmilyen kapcsolatban nem álló whistlerek és villámok véletlen időbeli egybeesése adja. Fekete szaggatott vonalak határolják a forrásvillámok kiválasztásának időablakát (összes egyezés – TM, total matches), kék szaggatott vonalak egy azonos hosszúságú időablakot a véletlen egyezések (véletlen egyezések - CM, chance matches) kiválasztásához. Utóbbi ablak a villámokat megelőző whistlereknek felel meg, kizárva a kauzalitást.

Ezért ahelyett, hogy a megfigyelhető korrelációkból indulnánk ki, a Collier *et al.* [2011] által második módszerként leírt direkt módszerre koncentrálunk. Ez a módszer megkísérli közvetlenül párba állítani a whistlereket és a hozzájuk asszociálható villámokat, pusztán az időbélyegek alapján. Az általunk adott módszer tartalmaz egy további korrekciót, mellyel figyelembe tudjuk venni a véletlen egybeesések hatását, amint azt a következő fejezetben megmutatjuk.

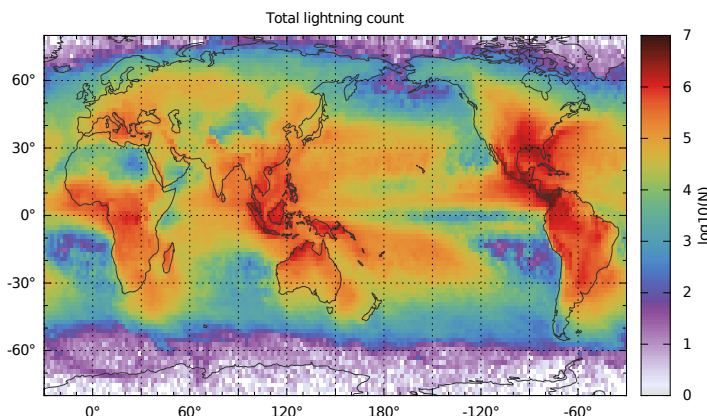
### 6.3.1. A keltő villámok feltérképezése

A direkt módszer egyetlen állítható paramétere a whistlereket megelőző villámok kiválasztására szolgáló időablak ideje, mérete. Ez állomásonként egyedi lehet, ezért azt mindegyikre külön meghatároztam. A célszerű ablakméretet elméletileg is meghatározható a jelnek a forrástól induló, az erővonalat követő minimális és maximális terjedési ideje alapján, a lehetséges erővonalai  $L$ -értékek és plazmasűrűségértékek alapján. Mivel ezekre vonatkozóan nincs éles korlát, inkább kísérletileg, az adatok



6.2. ábra. Az általunk adott módszer egyes lépéseinek bemutatása. (a) Összes egyezés (TM, total matches): a pozitív időablakba (lásd 6.1 ábra) tartozó (a whistlereket megelőző villámoknak megfelelően) összes villám térbeli eloszlása. A pixelek mérete  $2^\circ \times 2^\circ$ , színük az egybeeső villámok  $N$  számát jelöli. (b) Véletlen egyezések (CM, chance matches): a negatív időablakba eső (whistlereket megelőző, a kauzalitást ezért kizáró) villámok térbeli eloszlása. (c) Többség egyezések (EM, excess matches): a TM és a CM sűrűségterképek különbsége. (d) Átviteli tényező (TR, transmission rate): a többség egyezéseket elosztva a 6.3 ábrán bemutatott klimatológiával, azaz a WWLLN által az azonos időszak alatt detektált összes villámmal. Az átviteli tényezőt csak azon a területen tüntetjük fel, ahol elegendő számú forrás-villámot találtunk. Minden térképet  $3 \times 3$  pixeles Gauss-szűrővel simítottunk. A piros kereszt a szóban forgó whistlerdetektor állomást, a fekete kereszt annak konjugált pontját jelöli. Utóbbit az IGRF-12 geomágneses modellel határoztam meg [Thébault *et al.*, 2015].

alapján határoztam meg a szükséges ablakméretet. Egy  $n$  elemű whistler idősorból és egy  $m$  elemű villám idősorból először elkészítjük az összes lehetséges időkülönbség



6.3. ábra. „Klimatológia”, avagy a WWLLN által detektált összes villámkisülés száma a szóban forgó whistlerdetektor állomás teljes mérési időszaka alatt (Dunedin, 2007-2017). Azokat az időszakokat, amikor az állomás nem üzemelt, kihagytam az összegzésből. Ilyen térképek segítségével normalizálom a forrásvillámtérképeket, előállítva az átviteli tényezők térképét, lásd például az 6.2d ábrát). A pixelek mérete a 6.2a-6.2d ábrákéval azonos,  $2^\circ \times 2^\circ$ .

$n \times m$ -es mátrixát, úgy, hogy az  $M_{ij}$  mátrixelem értéke az  $i$ -edik whistler és az  $j$ -edik villám közötti  $t_{\text{whistleri}} - t_{\text{villámj}}$  időkülönbség. Ezután az időkülönbségek előfordulási gyakoriságát hisztogramon ábrázoltam.

A 6.1 ábrán egy ilyen hisztogram számunkra érdekes, a 0 körüli néhány másodperces szakasza látható. A binek mérete 50 ms. Ha a két adatsor független lenne, akkor az időkülönbségek eloszlása egyenletes lenne a hisztogramon. Az eloszlásban megjelenő csúcs oka az, hogy a whistlerek jellemzően a keltővillámukat követően jelennek meg, a csúcs helye pedig megfelel a leggyakoribb terjedési idő értéknek a forrástól a detektorállomásig. A csúcs helye és szélessége alapján minden állomásra meghatároztam egy néhány száz ms hosszú ablakot.

A következő lépésben előállítunk egy sor sűrűségterképet. Az első térkép az (időablakon belül) whistlerekhez párosított villámok eloszlása. A földrajzi koordináták alkotta rács minden cellájára megszámláltuk és feltüntettük a whistlereket megelőző egyes időablakokba eső összes WWLLN villám számát. Az összes egybeesés (TM – total matches) így kapott térképén (lásd a Dunedinhez tartozó TM térképet a 6.2.a ábrán) szerepelnie kell az összes forrásvillámnak, de ezen felül számos véletlen egybeesésnek is – különösen a magas villámtevékenységű földrajzi régiókban. Az ilyen véletlen egyezések eltávolítása érdekében bonyolult szimulációt végezhetünk, figyelembe véve mind a villámok, mind a whistlerek gyakoriságának erős napszak és évszak szerinti változását, ez alapján becsülve a véletlen egybeesések változó valószínűségét, és a várható össz-számukat. Ennél egyszerűbb utat választunk: ki-

számoljuk az egybeeséseket egy olyan időablakra, amely *csak* véletlen egyezéseket tartalmazhat. Ha olyan időablakot választunk, amely a whistlerek és villámok negatív időkülönbségének felel meg (lásd a 6.1 ábrát), akkor biztosak lehetünk abban, hogy abba nem eshet keltő villám. Az általunk használt negatív ablak csak néhány másodperccel előzi meg a másikat, ami garantálja, hogy a globális villámtevékenység, és így a véletlenszerű egybeesések valószínűsége a két ablak között nem változik meg lényegesen. A whistlerek és a villámok észlelésének hatékonysága is várhatóan változatlan marad ennyi időn belül. A 6.2.b ábra a véletlen egyezések (CM – chance matches) térbeli eloszlását mutatja, ismét csak Dunedin állomásra.

Végül a két sűrűségterképet kivonjuk egymásból, hogy megkapjuk a kizárólag a többlet egyezések (EM – excess matches) eloszlását:  $EM = TM - CM$ . Mivel ezek a többlet egyezések a keltő villámok következményei, a kapott térkép az adott állomáson detektált whistlerek kauzatív villámmainak eloszlását mutatja. Ezért ezeket „forrásvillámoknak” nevezzük.

Fontos megjegyezni, hogy az eljárás során nem specifikáltuk külön, hogy *hol* készült az adott whistler idősor, egyszerűen csak fogtuk a Dunedinhez tartozó idősort és azt használtuk bemenetnek. Ennek ellenére a kapott térképen (6.2c ábra) egyértelműen látszik, hogy a forrásvillámok eloszlása Dunedin konjugált pontja köré csoportosul. Ez az egyezés a módszert a maradék tizennégy AWDANet állomásra alkalmazva rendre megismétlődik, ami erős alátámasztása módszerünk helyességének. A 6.2c ábra színskálája  $\sim 5$ -ször kisebb, mint a 6.2a és 6.2b ábráké. Ez mutatja a véletlen egyezések nagy számát, és hogy azok könnyen vezethetnek téves eredményre egyszerű korreláción alapuló módszerek esetén.

### 6.3.2. A villám-whistler átviteli ráták feltérképezése

A fent részletezett módszer megmutatja, hol helyezkednek el egy adott állomáson detektált whistlerek forrásvillámai. Ezen túl azonban kiszámolható még egy mennyiség, a villám-whistler átviteli tényező földrajzi eloszlása is. Az, hogy például Dunedin konjugált pontjának közvetlen közelében kis számú forrásvillámot találunk, önmagában nem meglepő, tekintve hogy ez a régió általában is igen kis villámtevékenységet mutat. Ez arra ösztönöz minket, hogy a forrásvillámok eloszlását a villámok teljes populációjának számával normáljuk. A 6.3 ábra ez utóbbira ad példát. Ezt a „klimatológiát” (CL) a vizsgált AWDANet állomás működési ideje alatt a WWLLN-ben detektált összes villám összeadásával kaptuk, rácscellánként külön-külön (Fontos megjegyezni, hogy a 6.2 és 6.3, valamint a későbbi 6.4 ábrán azonos  $2^\circ \times 2^\circ$ -os földrajzi hálót használtunk). A whistler adatok esetleges (üzemzavar, adatvesztés stb. miatt) hiányzó időszakait kihagytuk a számolásból. Ez tehát az a villámpopuláció, amely elméletileg generálhatta az idősorban lévő whistlereket.

Elosztva a forrásvillámok számát (amit a 6.3.1 szakaszban részletezett módszerrel kaptunk) az azonos időszakra vett teljes villámpopulációval, megkapjuk az úgyne-

vezett villám-whistler átviteli tényezőt, azaz hogy a villámkisülések hány százaléka generált az adott állomáson detektálható whistlert. Ezt a két térkép minden cellájára elvégezve megkapjuk az átviteli tényező (TR – transmission rate) eloszlását egy sűrűségterképen:  $TR = EM / CL$ . A 6.2.d ábra a módszerrel kapott térképet mutatja, ismét Dunedin állomásra vonatkozóan. Az átviteli tényezőt csak a szignifikáns számú forrásvillámot tartalmazó pixelekre számoljk ki.

Első közelítésben a kapott TR érték érzéketlen a WWLLN változó észlelési hatásfokára, mivel az mind a forrásvillámokat, mind a teljes villámszámot hasonlóan érinti. Elképzelhető azonban, hogy a whistlergenerálásra képes villámok részpopulációját a rendszer eltérő hatásfokkal detektálja. Tudjuk például, hogy a WWLLN észlelés hatékonysága függ a villám csúcsáramától, amely könnyen hatással lehet arra, keletkezik-e megfigyelhető whistler.

Az AWADNet whistlerészleléi hatékonyságát szintén nehéz meghatározni. Lichtenberger *et al.* [2008] előzetes tanulmánya alapján a whistlernyom észlelés Tihany állomáson  $< 3\%$  hamis pozitív és  $< 5\%$  hamis negatív észlelési aránnyal működik. Azonban – ellentétben a villámdetektor hálózatokkal – nem tudjuk a mérést független adatokkal összehasonlítani. Az említett detekciós hatékonyság becslés azon a feltételezésen alapul, hogy a spektrogramokon az emberi szem által felismert whistlerek a whistlerek teljes populációját jelentik. Ez azonban nem szükségszerűen igaz, hiszen erős háttérzaj esetén különösen a gyengébb whistlerek teljesen elmerülhetnek a zajban. Jelenleg nem ismert, hogy a jelek mekkora része eshet a zajszint alá. Tapasztalatunk alapján mind a természetes, mind a mesterséges eredetű elektromágneses zajok szintje minden állomáson más, és erősen időfüggő lehet.

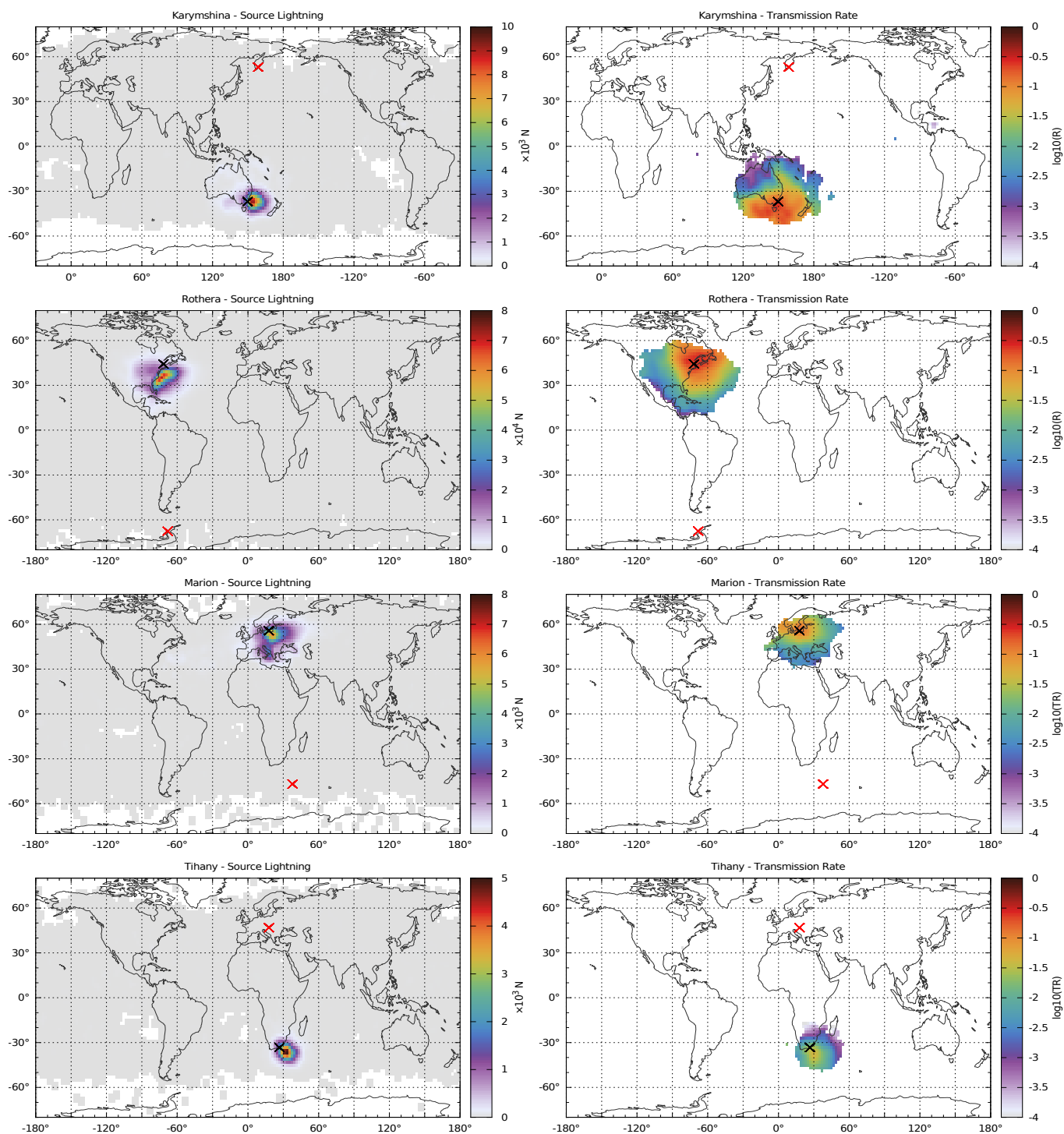
Ezért mindkét idősor esetében nehéz megbecsülni, mennyire teljeseek. Ezt figyelembe véve a kapott TR értékeket az egyes állomások között nem feltétlenül lehet közvetlenül összehasonlítani.

## 6.4. Eredmények

A 6.3 szakaszban részletezett eljárást megismételtük minden állomásra. A 6.4 ábrán a forrásvillámok és az átviteli tényező eloszlása látható négy további állomásra, melyek négy különböző földrajzi régióban helyezkednek el. Ezeken (valamint a 6.2c-6.2d) ábrákon látható, hogy a forrásvillámok mindig az adott geomágneses pont néhány ezer kilométeres körzetébe esnek, a várakozásoknak megfelelően. Ennél távolabb nem figyelhetők meg szignifikáns források, illetve átviteli tényező. A trópusokon található villámtevékenység góccok nem játszanak lényeges szerepet a földön detektálható whistlerek keltésében, legalábbis az ilyen közepes szélességű állomások esetében, az azoktól való nagy távolságuk miatt.

Miután meghatároztuk forrásvillámok általában jellemző globális eloszlását, a következő térképeken csak a konjugált régió környékét tüntetjük fel. A 6.5-6.9 áb-

## 6.4 Eredmények



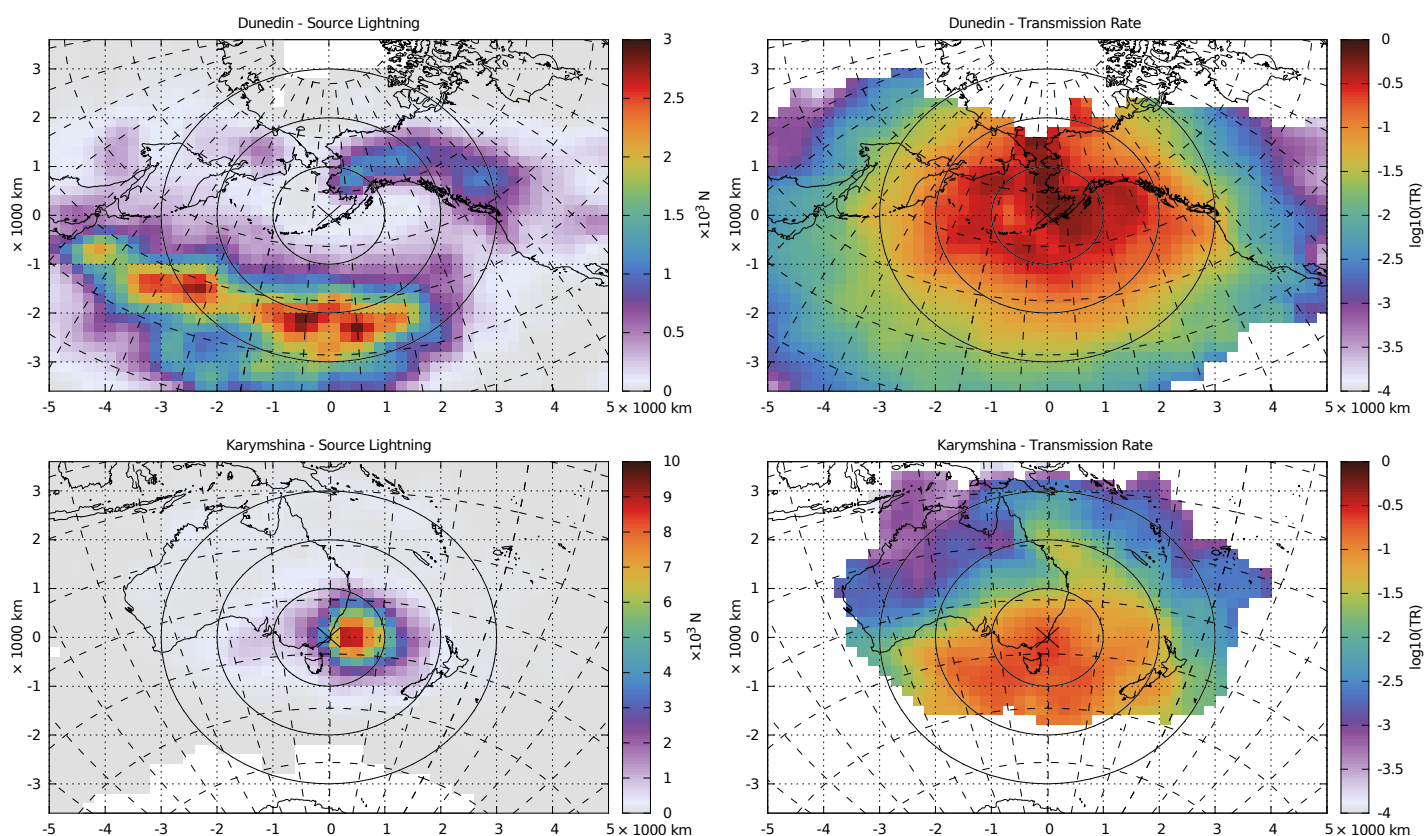
6.4. ábra. A forrásvillámok (EM, balra) és az átviteli tényezők (TR, jobbra) globális eloszlása, négy különböző régióban. A bal oldali ábrák formátuma azonos a 6.2c ábráéval, a jobb oldali ábráké a 6.2d ábráéval.



rákon azimutális ekvidisztáns vetületet használtam, mely megőrzi centrumtól vett gömbi főkörü távolságot és irányokat. A centrum mindig az adott whistlerdetektor állomás konjugált pontja. Ez a projekció a centrumtól vett néhány ezer kilométeren belül viszonylag kis területi torzítással rendelkezik. A pixelek mérete  $200 \times 200$  km és a kapott térképeket  $3 \times 3$  pixeles Gauss-szűrővel simítottam. A konjugált pont körül vett 1000, 2000 és 3000 km távolságot koncentrikus körök jelölik az ábrákon. Az összehasonlíthatóság érdekében az összes ábrán azonos koordinátatartományokat használtam, valamint a TR térképek esetében azonos logaritmikus skálát.

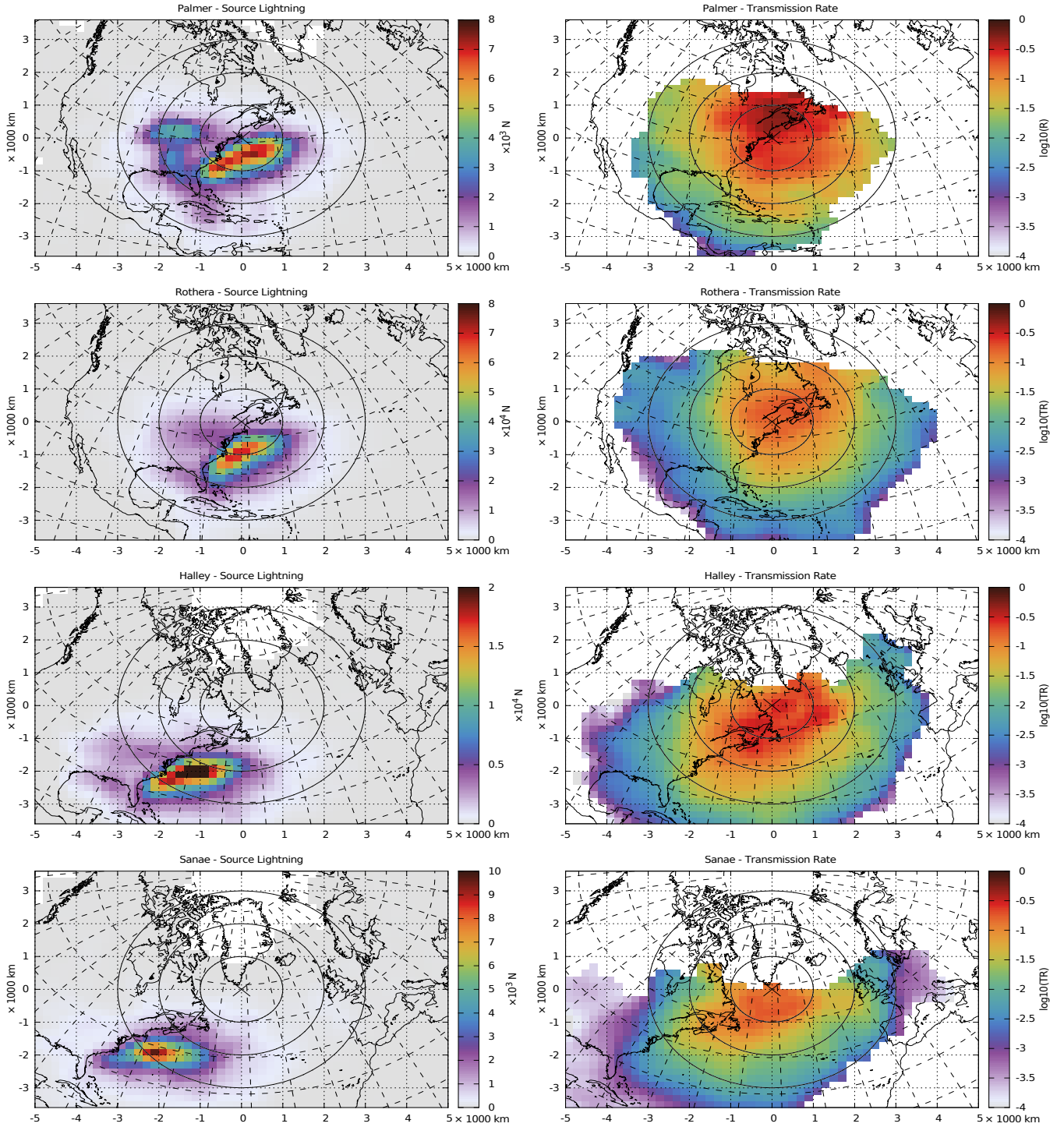
A térképeket földrajzi régió szerint csoportosítottam. A 6.5 ábra felső részén az új-zélandi Dunedinben detektált whistlerek forrásvillámainak (EM) és az átviteli tényezőnek (TR) a térképe látható a konjugált területre (Alaszka környezetére) szűkítve. 6.5 alsó két ábrája ugyanezt mutatja a kamcsatkai Karümsina állomásra, melynek konjugált területe Ausztrália és környéke. A 6.6 ábra nyugat-antarktiszi állomások – Palmer, Rothera, Halley és SANAE – konjugált területét mutatja Észak-Amerikában. A 6.7 ábra dél-afrikai régió állomásaihoz – Sutherland, Grahamstown és Marion-sziget – tartozó európai konjugált területet mutatja. A 6.8 ábra az Huma-in, Eskdalemuir és Tvärminne állomásokhoz tartozó konjugált területeket mutatja Dél-Afrikában és környékén. Végül a 6.9 ábra három egymáshoz viszonylag közeli állomás Nagycenk/Muck, Tihany és Gyergyóújfalu konjugált területét mutatja.

## 6.4 Eredmények



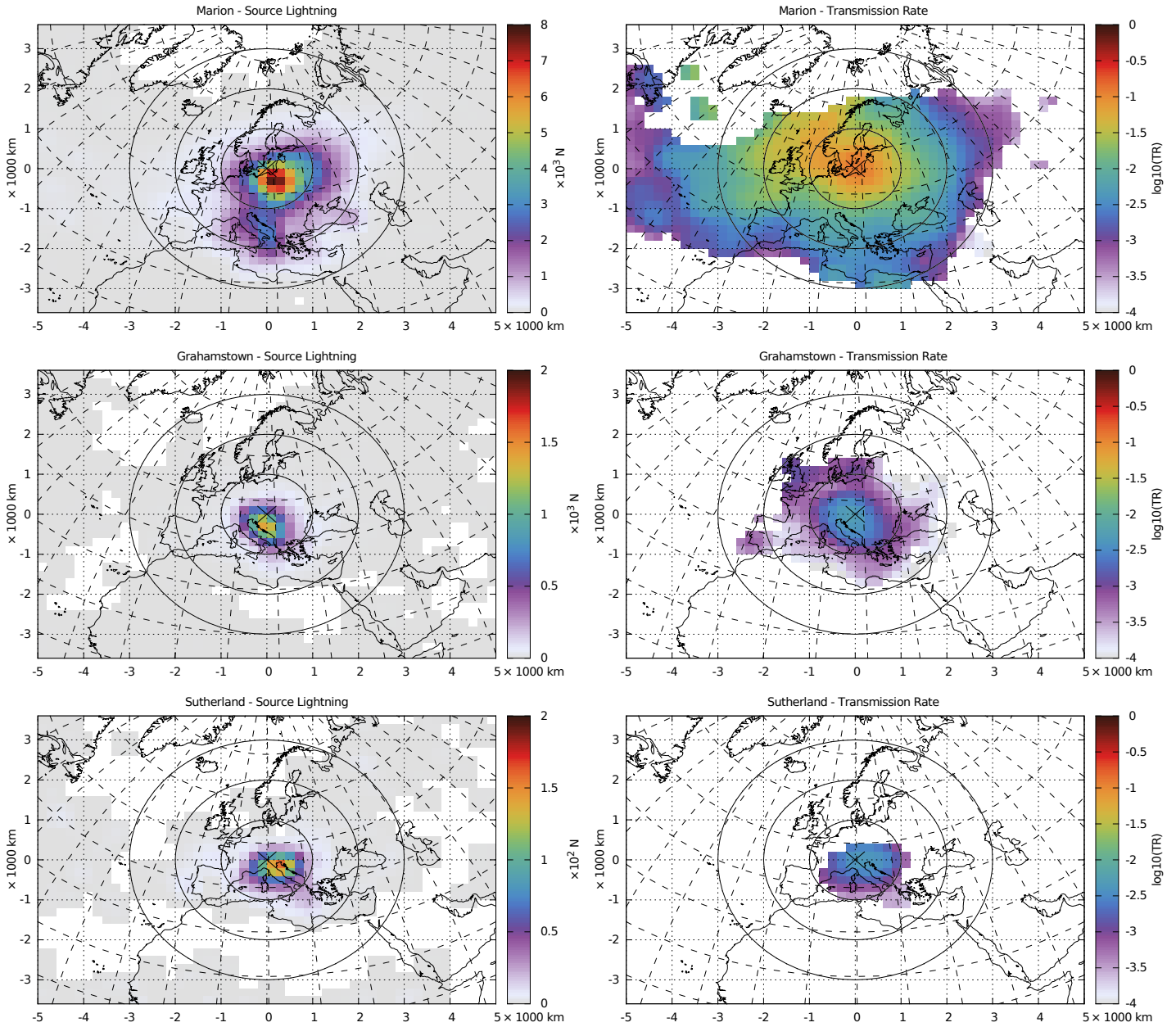
6.5. ábra. Fent: A forrásvillámok (EM) és az átviteli tényező (TR) regionális eloszlása az új-zélandi Dunedinben detektált whistlerekre (az ábrán a konjugált terület, Alaszka szerepel). Lent: ugyanez a kamcsatkai Karümsina állomásra (az ábrán az Ausztrália környékére eső konjugált terület látható).

## 6.4 Eredmények



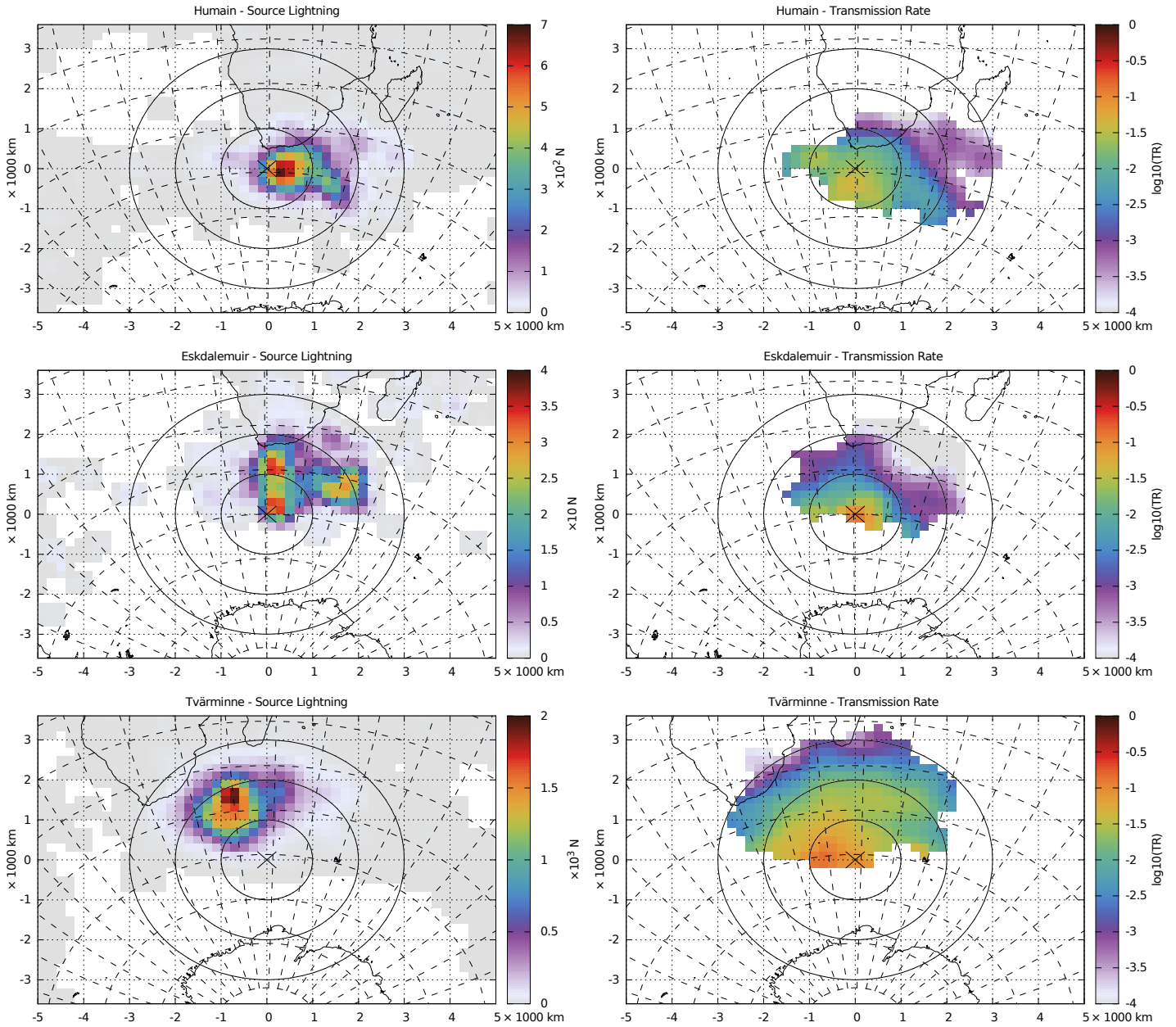
6.6. ábra. A forrásvillámok és az átviteli tényezők regionális eloszlása a nyugat-antarktiszi állomásokon detektált whistlerekre.

## 6.4 Eredmények



6.7. ábra. A forrásvillámok és az átviteli tényezők regionális eloszlása a dél-afrikai régió állomásain detektált whistlerekre.

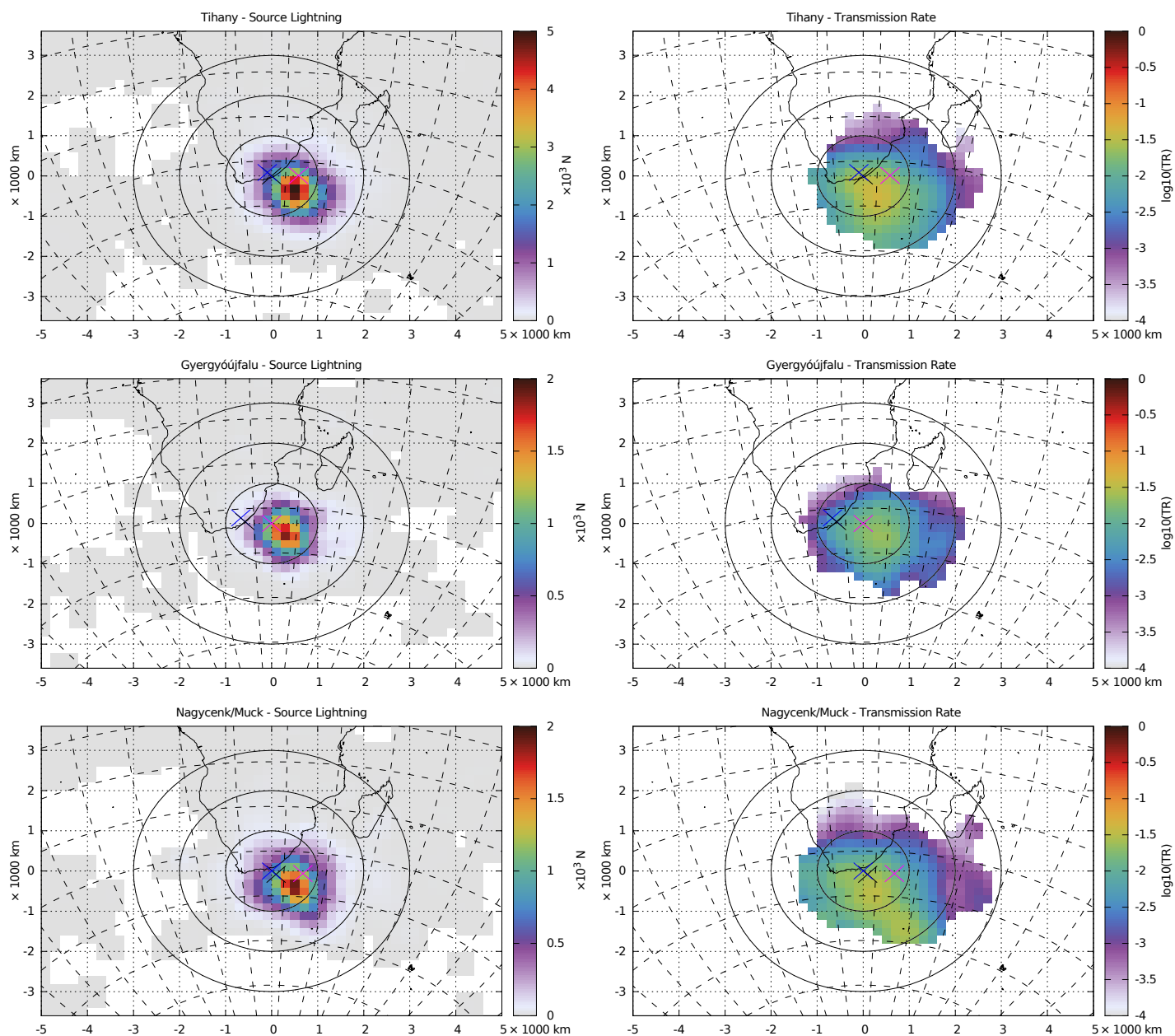
## 6.4 Eredmények



6.8. ábra. A forrásvillámok és az átviteli ráták regionális eloszlása az európai állomásokon detektált whistlerekre.



## 6.4 Eredmények



6.9. ábra. A forrásvillámok és az átviteli tényezők regionális eloszlása a Tihany (fekete kereszt), Nagycenk/Muck (kék kereszt) és Gyergyóújfalu (bíbor kereszt) állomásokon detektált whistlerekre.

## 6.5. Értelmezés

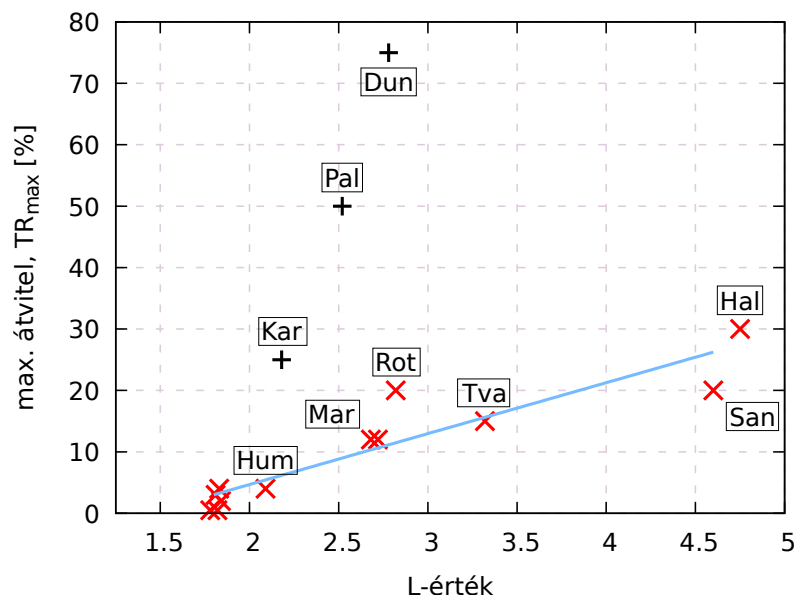
A regionális térképeken megfigyelhető, hogy a forrásvillámok eloszlását általában meghatározza a konjugált ponthoz legközelebbi villám-gócterület eloszlása. Ez összhangban van Collier *et al.* [2011] második módszerének eredményéből levont következtetésével. Az általunk adott módszer azonban Collier *et al.* [2011] első módszerével ellentétben nem produkál szórványos, a konjugált régiótól távoli forrásvillám csoportosulásokat. Néhány esetben (pl. Rothera, Halley és SANAE, ahol a Golf-áramhoz tartozó villámok dominálnak, illetve Dunedin, ahol a Csendes-Óceán északi részének villámai dominálnak) a forrásvillámok a konkrét konjugált ponttól jelentős távolságban tömörülnek. Az átviteli tényező térképein azonban nem tapasztalható a konjugált ponttól való eltolódás, ehelyett az átviteli tényező nagyjából monoton csökken a konjugált ponttól való távolsággal. Értéke a konjugált pontban, vagy legalábbis annak  $\sim 1000$  km-es környezetében maximális. A átviteli tényező nem mutat észrevehető eltolódást a pólusok irányában – igaz, ennek meglétét kizárni sem tudjuk, mivel a nagy szélességekre jellemző alacsony villámszám miatt az eloszlás pólus irányú része általában hiányzik. Mi több, az AWDANet detektorát  $L < 4.5$  whistlerekre optimalizáltuk, így elképzelhető, hogy a populáció egy része hiányzik.

A 6.5 ábra térképei részben megválaszolják a „Dunedin-paradoxont” [Rodger *et al.*, 2009b]. Dunedin konjugált pontjának közvetlen környezetében valóban alacsony a villámtevékenység. Azonban, amint a térképeken látható, a konjugált ponttól távolabbról jelentős számú villámkisülés találja meg az utat Dunedinbe, igaz a távolsággal egyre csökkenő hatékonysággal.

Néhány esetben (Palmer, Rothera, Halley, SANAE, lásd 6.6 ábra, és Dunedin, lásd 6.5 ábra) még 3000 km-es távolságon túl is észrevehető mértékű az átvitel. Az alacsony szélességű állomásokon viszont, mint Humain, Tihany, Gyergyóújfalu, Nagycenk/Muck, Grahamstown és Sutherland, a maximális átviteli tényező, és talán ennek következményeként a források földrajzi kiterjedése jóval kisebb.

Végül megemlítjük, hogy néhány esetben a tenger és a szárazföld között enyhe eltérés látszik az átviteli tényezőben. Karümsina, 6.5 ábra, Rothera, Halley és SANAE, 6.6 ábra, és Marion, 6.7 ábra esetében úgy tűnik, mintha a tenger irányában lassabban csökkenne az átviteli tényező, mint a szárazföld felé. Ezt okozhatja a tengeri villámok magasabb csúcsárama is. Az átviteli térképeken felfedezhető egyéb látszólagos struktúráknak nem tulajdonítunk jelentőséget, mivel ezek érzékenyek lehetnek az egyedi viharokra, valamint évről évre változhatnak. Ezeket a változásokat későbbi kutatásom során tervezem vizsgálni.

A 6.10 ábrán a 6.1 táblázatban megadott maximális átviteli tényezőket ábrázoltuk az  $L$ -érték függvényében. Az ábrán megfigyelhető az a tendencia, hogy a nagyobb  $L$ -értékű állomásokon nagyobb az átvitel értéke. A három kieső pont, különösen Karümsina és Palmer esetében a VLF mérések jel/zaj viszonya különösen jó (alacsony a háttérzaj), melynek köszönhetően lehet, hogy itt a kisebb amplitúdójú



6.10. ábra. Az egyes állomásra kapott maximális átviteli ráták az állomás L-értékének függvényében (lásd a 6.1 táblázatot). Az L-értékekkel párhuzamosan növekvő átviteli ráták trendje rajzolódik ki, mely alól csak három állomás (Karümsina, Dunedin és Palmer) képez kivételt, ezeket fekete pont jelöli. A kék vonal a piros pontokra illesztett egyenes.

whistlereket is detektálja az AWDANet algoritmus, ezért magasabb a whistlerszám és így a mért átviteli tényező is.

## 6.6. Összegzés

Eredményünk alátámasztja a whistlerterjedés elméletét, mely szerint a földön detektált whistlerek a plazmaszférában vezetetten terjedtek, következésképpen a whistlerek keltővillámai a vezetőcsatornák másik féltékére eső talppontja köré kell hogy essenek. Az eredmény hozzájárul a földi VLF forrásoknak – legyen szó természetes vagy mesterséges eredetű jelekről – a sugárzási övek veszteségében játszott szerepének megértéséhez. Egyben hozzájárul az AWDANet méréseknek a föld körüli plazmaszféra monitorozásában való alkalmazhatóságának tisztázásához, hiszen az AWDANet detektálta jeleknek az állomáshoz közeli vezetőcsatornában kellett haladniuk.

Módszerünk számos további vizsgálatot tesz lehetővé. A forrásvillámok helyének meghatározása után vizsgálhatóvá válik, időben hogyan alakulnak az átviteli tényezők, illetve hogy milyen körülmények befolyásolják azt. Az átvitel időbeli ala-



kulásának szemléltetését segíti a 3.7 ábrán látható, általam fejlett eszköz. Vizsgálat tárgyát képezheti az átviteli tényezők napszaktól, évszaktól, ionoszférikus paramétereiktől és geomágneses aktivitástól függő változásai. Whistler adatbázisunk mostanra felölel egy teljes napciklust, amely szintén érintheti az átviteli tényezőt. Szintén érdekes lehet az átvitel értéke a villám paramétereinek (pl. csúcsáram, típus stb) függvényében.

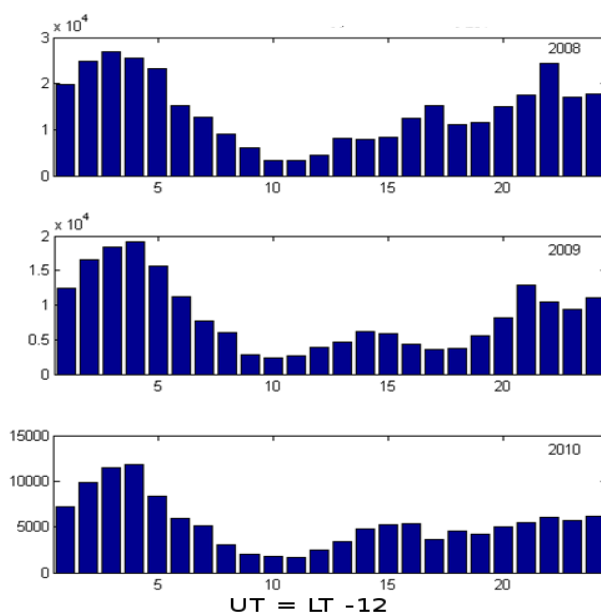
## 7. fejezet

# Kétugrású whistlerek a földi mérőhálózat adataiban

Az eddigiek során az AWDANetben detektált whistlerekről feltételeztük, hogy úgynevezett egyugrású jelek, amelyek a Föld ellentétes félgömbjén keletkeznek villámkiülés keltette jelként, és az erővonal menti utat egyszer járják be, mielőtt visszatérnek a Föld-ionoszféra hullámvezetőbe, ahol a felszínen detektáljuk azokat. Az irodalom (pl. [Helliwell, 1965; Carpenter, 1988]) azonban ismer úgynevezett többszörös ugrású jeleket is, melyek az ellenkező oldali ionoszféráról visszaverődnek, és újra végighaladnak ugyanazon (vagy közel ugyanazon) erővonal mentén. Ez a visszaverődés akár egynél többször is bekövetkezhet, mielőtt a jel visszajut a Föld-ionoszféra hullámvezetőbe. Eszerint beszélünk egyugrású (visszaverődés nélküli), kétugrású (egyszer visszaverődött) stb. whistlerekről. A páros ugrású jelek tehát páros számszor tették meg az erővonal menti utat, ennek megfelelően a keltéssel azonos félgömbön, várhatóan a keltés környezetében térnek vissza a felszínre és válnak detektálhatóvá. Az AWDANet adatfeldolgozó algoritmus jelenleg egyugrású jelekre van optimalizálva. Földi mérések és a DEMETER alacsonypályás műhold méréseinek együttes vizsgálata alapján azonban felmerült annak lehetősége, hogy az automatikus detektor a kétugrású, tehát helyi keltésű és a konjugált ionoszféráról visszaverődött jeleket, vagy azok egy részét is észleli. Ennek igazolása, az ilyen jelek elkülönítése javítaná a rendszerből nyerhető whistler gyakoriság statisztikák pontosságát, csökkentené az inverziós eljárás téves kimenetének esélyét, valamint hozzájárulna a jelterjedés folyamatának pontosabb megértéséhez. A vizsgálatnak külön hangsúlyt ad, hogy bár az irodalomból ismert a jelterjedés ilyen módja, a többugrású whistlerek szisztematikus vizsgálatára eddig nem került sor.

## 7.1. Előzmények

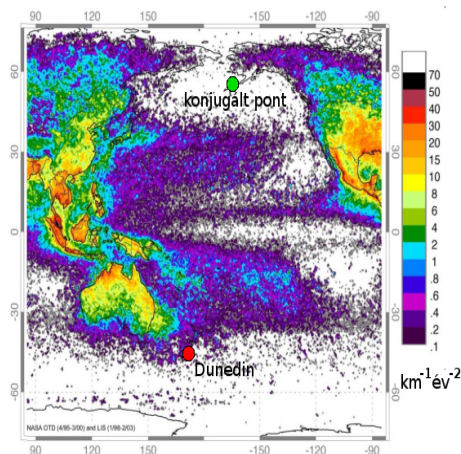
A globális whistler detektor hálózat egyik elsőként telepített állomása a dunedini volt. Már az első mérési eredmények elemzése során kiderült – amint azt a 6. fejezetben részleteztük –, hogy az itt mért whistlerek száma rendkívül magas ahhoz képest, hogy a konjugált régióban (Alaszka délnyugati vége) milyen alacsony a villámtevékenység (7.2 ábra). Rodger *et al.* [2009b] megállapítása szerint Tihannyal összehasonlítva a whistlergyakoriság Dunedinben körülbelül harmada, míg a konjugált pont közeli villámtevékenység kevesebb mint ezrede a Tihany esetében megfigyelhetőnek. Szintén eltér a többi állomástól a whistlerek napszak szerinti eloszlása, mely általában éjszaka, Dunedin esetében viszont nappal mutat maximumot (7.1 ábra). Ez ráirányította a figyelmet az itteni mérésekre, és felvetette annak a lehetőségét, hogy az itt mért whistlergyakoriságban szerepet játszhatnak a kétugrású whistlerek, különösen mivel az állomás közelében jóval nagyobb a villámtevékenység, mint a konjugált területen (7.2 ábra).



7.1. ábra. A Dunedinben mért whistlerek napszak szerinti eloszlása. Más állomásokkal szemben itt jelentős a nappali aktivitás, melynek csúcsa helyi idő szerint délután 3 óra (UT03) körülre esik. A görbe alakja a három év során állandó.

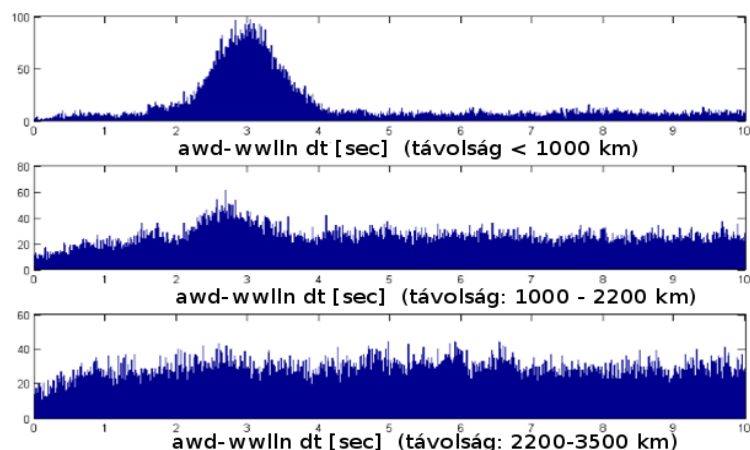
## 7.2. Adatfeldolgozás és első eredmények

Első lépésként a 2008 és 2010 között Dunedinben mért whistlerek idősorát használtuk, összevetve a WWLLN villámdetektor hálózat megfelelő idősorával. Az utóbbi mikroszekundum, az előbbi milliszekundum pontosságú időbélyeggel dolgozik, az időzítés hibáját szintén milliszekundumon belülnek becsüljük. Ez lehetővé teszi a jelek pontos összehasonlítását. A villám adatbázisból térbeli leválogatással előállítottuk a regionális, az állomás környezetében kipattant villámok adatsorát. Az így előállított villámok és az összes azonosított whistler időbélyegének különbsége fehérzaj eloszlású kell, hogy legyen, ha a két adatrendszer korrelálatlan. Ezzel szemben a kapott eloszlás egyértelmű csúcsot mutat (7.3 ábra). A csúcs helye a keltő villámok és a whistlerek közötti tipikus időkésltetésnek felel meg, esetünkben 3 másodperc körüli. Feltételezésünk szerint ez a jeleknek a plazmaszférán kétszer, oda-vissza történő áthaladásának felel meg. Feltételezésünk ellenőrzéséhez kiszámoltuk a jelek terjedési idejét a Dunedinre jellemző tipikus plazmaszféra paraméterek mellett (az  $L$ -érték,  $L=3.0$ , egyenlítői elektronsűrűség,  $n_{eq} = 1000\text{cm}^{-3}$ , a helyi ionoszféra kritikus frekvenciája  $f_0F2 = 6.0\text{MHz}$ . A jelek plazmaszféra beli terjedése az Appleton-Hartree diszperziós relációval modellezhető [Helliwell, 1965], oda-vissza terjedés esetén ennek kétszeresét kell venni. Ehhez hozzáadva az ionoszférán való áthaladás Park-féle korrekcióját [Park, 1972] megbecsülhető a teljes terjedési idő. Erre  $T_{tot} = 2.9\text{s}$  adódott, amely jól egyezik a 7.3 ábrán látható megfigyelt értékkel. Ez tehát igazolja a kétugrású whistler jelek meglétét.



7.2. ábra. Villám klimatológia Dunedin, illetve mágneses konjugált pontja környékén (OTD/LIS adatok alapján). A konjugált pont környékén alig mérhető villámtevékenység.

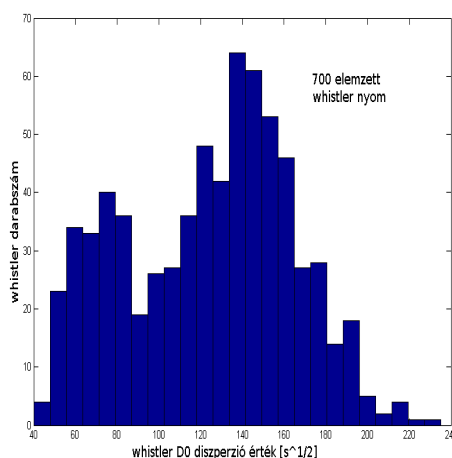
Hasonló megállapítás tehető a whistler nyomok diszperziós értékének eloszlása alapján. A plazmaszférán oda-vissza áthaladó jelek diszperziója jellemzően duplája



7.3. ábra. Villám-whistler késleltetések eloszlása Dunedinben mért whistlerekre és a dunedini állomástól különböző távolságtartományba eső WWLLN villámokra. A  $dt=3$  s környékén látható csúcs a villámok és a whistlerek közötti kapcsolatra utal. Az ábra alapján elsősorban az 1000 km-nél közelebbi villámok ezeknek a kétugrású whistlereknek a forrásai.

a csak egyszeres utat megtett jelek diszperziójának. Ez lehetővé teszi az előbbieket meglétének igazolását. Ennek érdekében manuálisan meghatároztuk 700 véletlenszerűen kiválasztott whistler diszperzióját. A Dunedinben észlelt whistlerek átlagos diszperziója  $D \approx 75s^{1/2}$ . A kapott értékeket hisztogramon ábrázolva azok bimodális eloszlást mutattak, igazolva a kétféle populáció meglétét (7.4).

### 7.3 Kétugrású whistlerek forrásterületének meghatározása



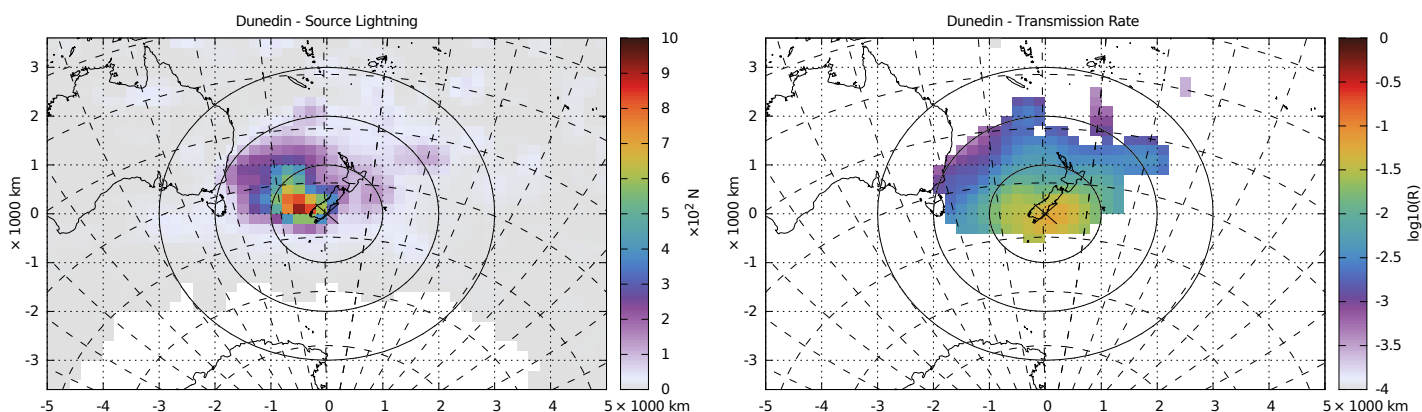
7.4. ábra. Dunedinben mért, véletlenszerűen kiválasztott whistlerek diszperziójának eloszlása. A két csoport az ellentétes féltekén eredő, illetve az azonos féltekén eredő és a mágneses konjugált pont közelében az ionoszféráról visszaverődő whistlereknek felel meg.

### 7.3. Kétugrású whistlerek forrásterületének meghatározása

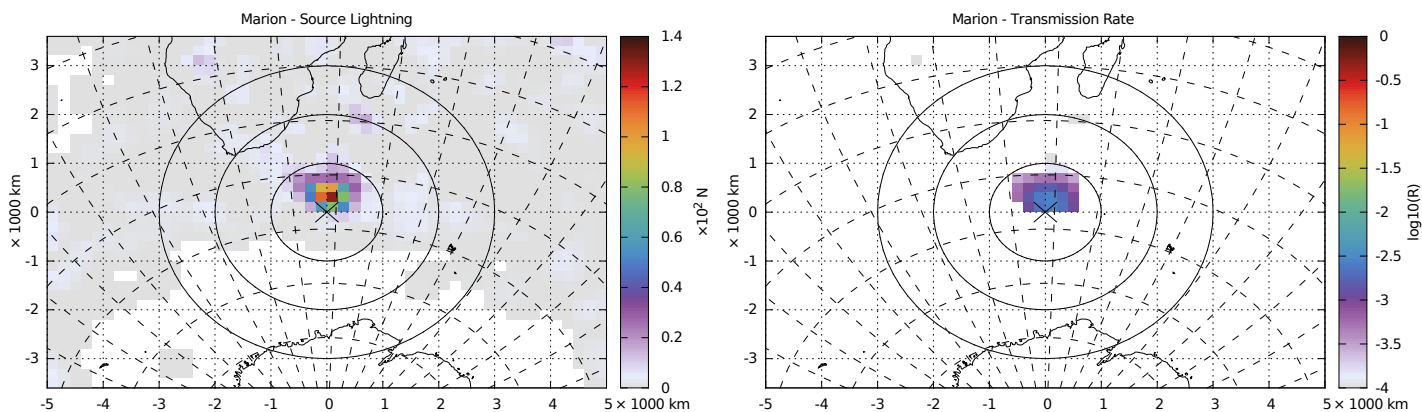
Miután megbizonyosodtunk arról, hogy az AWDANet észlelései között szerepelnek kétugrású whistlerek is, felmerül a forrásterületek meghatározásának lehetősége is. Ez részben további megerősítést jelentene a kétugrású jelek meglétére, de a jelterjedés vizsgálata szempontjából hasonlóan fontos első eredmény lenne, mint az egyugrású jelek forrásterületének meghatározása. A 6. fejezetben leírt módszer esetünkben minimális változtatással használható marad, mindössze az első lépésben, a forrásvillámok körülhatárolásánál használt időablakot (lásd 6.1 ábra) kell a kétugrású terjedésnek megfelelően módosítani. Dunedin esetében a 7.2 fejezetben leírtak szerint a mérések alapján is meg tudjuk határozni a megfelelő időablakot (lásd 7.3 ábra). Azonban ennek hiányában is könnyen becsülhető a megfelelő időablak helye, hiszen a kétugrású jelekhez körülbelül kétszeres terjedési idő tartozik. Bár más AWDANet állomások esetében is megfigyeltünk kétugrású jeleket, ezek relatív kis száma miatt a 7.3 ábrához hasonló csúcsot nem tudtunk megfigyelni, ezért ezek állomások esetében az említett a becslést alkalmaztuk.

A módosított forrásterület-kereső algoritmus segítségével két állomás, Dunedin és Marion esetében meg tudtuk alkotni a forrásvillámok és az villám-whistler átviteli ráták térképét (melyek értelmezése a 6. fejezetben leírtakkal azonos). A kapott eredmények a 7.5-7.6 ábrákon láthatók. A maximális átviteli rátára Dunedin esetében  $TR=8\%$ , Marion esetében  $TR=0.4\%$  értéket kaptunk. Más állomás esetében nem

kaptunk mérhető átviteli értéket, ami annak alacsony voltára utal. Eredményünk szerint Dunedinben a kétugrású whistlerek átviteli rátája különösen magas, amire későbbi kutatásnak kell magyarázatot találnia.



7.5. ábra. Dunedinben detektált kétugrású whistlerek forrásvillám eloszlása (balra) és átviteli rátája (jobbra).



7.6. ábra. Marionban detektált kétugrású whistlerek forrásvillám eloszlása (balra) és átviteli rátája (jobbra).

## 7.4. Összefoglalás

Elemzésünk megmutatta, hogy az AWDANet mérőhálózat észlelései között számos helyi keltésű, kétugrású whistler szerepel. Dunedin esetében ezek hozzájárulhatnak a whistlerek nagy számának és anomalisztikus napszak szerinti eloszlásának

megértéséhez (a 6. fejezet eredményeivel együtt). Az AWDANet-ben működő algoritmusok megfelelő módosításával minden állomáson megbízhatóan monitorozhatóvá válhatnak az ilyen típusú jelek. Amennyiben elkülönítve tudjuk kezelni a kétugrású whistlereket az egyugrásúaktól, azok pontos inverziója is lehetségessé válik, így hozzájárulhatnak az AWADNet kimenetének javításához. Ilyen elkülönítésre lehetőséget jelent a villámokkal való párosítás (lásd 7.2 szakasz, illetve az egyugrású jelet feltételező inverzió kimenetének jelentős (kétszereshez közeli) eltérése az időszakos átlagos sűrűségértéktől. Ezeket a lehetőségeket Helliwell [1965] is tárgyalja. A kétugrású jelek gyakorlati jelentőségét az adja, hogy a két félteke ellentétes évszakai ellentétes időszakban mutatnak erős illetve gyenge villámtevékenységet, továbbá a napszakok menete sincs szinkronban. Így várható, hogy az ellentétes és az azonos féltekei források jól ki tudják egészíteni egymást, és ennek következtében a hálózat egyenletesebben tudja monitorozni a plazmaszférát. Ennek érdekében kísérleti céllal elindítottunk egy módosított algoritmust, amely kifejezetten kétugrású jelekre optimalizált. Ennek mérési eredményei a későbbiekben kerülnek feldolgozásra.



## 8. fejezet

# Műholdas kampány a vezetőcsatornák vizsgálatára

### 8.1. A mérési kampány terve, előzetes eredmények

Kutatásom során több mérési kampányt is végeztem a Van Allen Probes EMFISIS műszer-csomagjával (2015. szeptember-október, 2016. január-március, 2017. október-december) melyek célja (I) az AWDANet validációja egyidejű whistlerek keresésével (5. fejezet), (II) a VLF adóimpulzusok vizsgálata és inverziójának kivitelezése (2. fejezet), valamint (III) a plazmaszféra vizsgálatára szintén alkalmas, a magas földrajzi szélességű AWDANet állomások folytonos, nyers VLF jeleiben is megfigyelhető kórusok detektálása (lásd 1. fejezet) volt. Az így felgyűlt tapasztalat, és műszer üzemeltetőivel kialakult együttműködésnek köszönhetően felmerült egy új, az eddigieknél bonyolultabb mérés lehetősége. Ennek a célja a plazmaszférabeli vezetőcsatornák közvetlen kimutatása, ami jelentős tudományos újdonságot jelentene.

Célkitűzésünk szerint a HFR-jelforma mérések megfelelő módosításával nagy pontosságú sűrűségmérést végzünk, mely alkalmas a plazmaszféra különböző mértékű inhomogenitásainak kellő idő- és térbeli felbontással történő meghatározására. Ezzel párhuzamosan WFR continuous burst módú méréseket végzünk. A WFR hat csatornás mérése alapján meg tudjuk állapítani az esetlegesen megjelenő jelek (whistlerek, alfa impulzusok) jelterjedési irányát, vezetett voltát. Végül meghatározzuk, megfigyelhető-e a jelek vezetettsége és a vezetőcsatornára utaló plazmaszféra inhomogenitások közötti összefüggés.

A mérés során tehát a *WFR continuous burst* mód (a) verzióját és a *HFR-hullámforma mérés megnövelt lépésközü* változatát használjuk párhuzamosan (lásd 1.3 szakasz, EMFISIS üzemmódok). Mivel alapvetően a kétféle műholdas mérés (HFR és WFR) adatait fogjuk összehasonlítani, a műhold pozíciójára nincs alapve-

## 8.1 A mérési kampány terve, előzetes eredmények

tő korlátozás (azon kívül, hogy a felsőhibrid rezonancia lehetőleg a HFR vevő mérési tartományába essen,  $f_{UH} < 550$  kHz). Ennek ellenére, mivel fedélzeti tárkapacitás és a telemetria korlátai, valamint a többi kísérlet szükségletei miatt véges számú mérést tudunk végezni, ezt a véges számú mérést úgy időzítettük, hogy azok a legnagyobb whistler aktivitást mutató AWDANet állomás (Rothera), illetve a korábban már vizsgált Elban VLF-adó közelébe essenek. A közelség a korábban használt értelemben azt jelenti, hogy a műholdon áthaladó mágneses erővonal talppontja az említett célterületek közelébe esik. Így a mérésünk adott esetben – amennyiben a WFR vevő regisztrál whistlereket vagy VLF impulzusokat – a 5. és a 2. fejezetekben említett kalibrációs célokra is alkalmas lehet.

Az így kidolgozott terv szerinti mérések 2018. szeptemberében indultak, egyelőre csak előzetes, részleges adatok érhetők el. A 8.1 ábrán az ilyen előzetes adatok közül kiválasztott részletet mutatok be. Az ábra a HFR hullámformából előállított spektrogram egy részletét mutatja. Látható, hogy összevetve a HFR-spektrum adatokkal (1.2. ábra), ez a spektrogram lényegesen jobb felbontású. Az időbeli felbontás hat helyett egy másodperc, a frekvenciafelbontás pedig 305 Hz, ami a spektrum alsó részén háromszor, a felső részén – ahová a plazmaszférabeli  $f_{UH}$  értékek esnek – harmincszor-százszor nagyobb, mint a HFR-spektrumé. Ezen kívül az általunk előállított spektrum tartománya is nagyobb, mint a leszűkített EMFISS HFR-spektrum termékeké, 10 Hz – 500 kHz helyett 0 – 550 kHz között láthatunk jeleket (maga a spektrum a mintavételezés Nyquist-frekvenciájáig, 650 kHz-ig tart, de az 550 kHz feletti jeleket levágja a műszer aluláteresztő szűrője).

A 8.1 ábra értelmezéséhez segítséget nyújtanak a 8.2-8.3 ábrák. Az általam előállított spektrogramon ezekhez hasonlóan egy nagyobb amplitúdójú felső sáv látható, melyet az  $f_{pe}$  és  $f_{UH}$  frekvenciák határolnak. Ez alatt,  $f_Z$  és  $f_{pe}$  között egy valamivel gyengébb sáv figyelhető meg. A 8.1 ábrán ezeket a frekvenciaviszonyokat 4.1 és 8.1 alapján kézzel ellenőriztem, ez megerősített az ábra értelmezésében. Az ábra alapján  $f_{UH}$  értéke elvben akár a figyelemreméltó 0.1% pontossággal is kiolvasható lehet (szemben a korábbi lehetőségekkel, lásd 1.2 ábra). Ilyen esetben  $f_{UH}$ -ból és – az EMFISIS MAG műszer által mért mágneses tér értékéből származtatott –  $f_{ce}$ -ből a 4.1 képlet alapján számolt  $f_{pe}$  pontosságát főleg mágneses mérés pontossága (Kletzing *et al.* [2013] szerint  $\ll 1\%$ ) korlátozza.

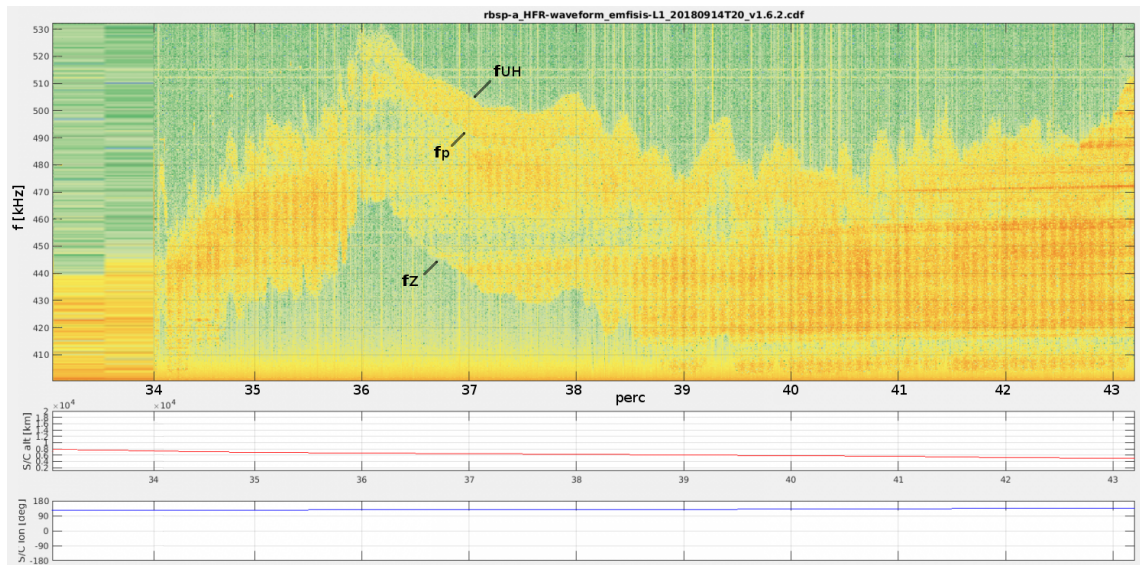
A 8.1 ábrát tanulmányozva azonban arra juthatunk, hogy ha helyesen azonosítottuk az azon látható frekvenciasávokat, akkor akár  $f_{pe}$  közvetlen kiolvasása is lehetséges. Harmadik lehetőségként kínálkozhat a Z-módus alsó határfrekvenciájának,  $f_Z$ -nek a leolvasása, melyet a következő képlet kapcsol a plazmafrekvenciához és a girofrekvenciához:

$$f_Z = -f_{ce}/2 + \sqrt{f_{pe}^2 + (f_{ce}/2)^2}, \quad (8.1)$$

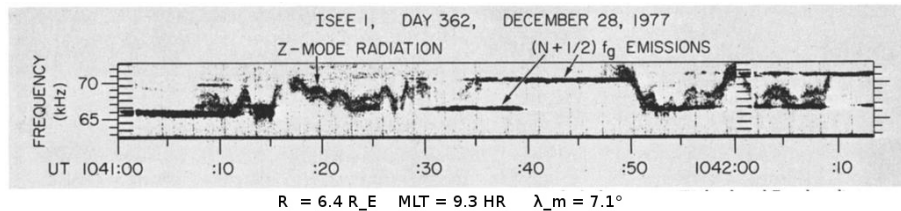
## 8.1 A mérési kampány terve, előzetes eredmények

lásd például Benson *et al.* [2006]. A háromféle frekvencia leolvasása egymást erősítheti, tovább pontosíthatja a mérést.

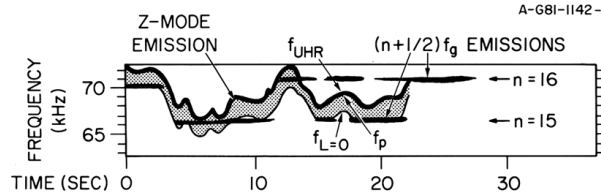
Végül megjegyezzük, hogy az előbbiek alapján  $f_{UH}$  és  $f_{pe}$  változásai a műhold környezetében tapasztalható plazmasűrűség változásait követik le. Így már ezen az előzetes mérésen is láthatók a belső magnetoszférában jelenlévő inhomogenitások és reményeink szerint megfigyelhetőek lesznek a vezetőcsatornák is.



8.1. ábra. 2018-as műholdas kampányunk egy előzetes mérési eredménye, a sűrített lépésközzel (1 s) rögzített HFR hullámformák feldolgozásából nyert spektrum egy részlete. A műhold L-értéke 2.3 és 1.5 között változott. Az ábrán látható sávok értelmezését lásd a szövegben. A sávok szélének változásai akár százalékos nagyságrendű, néhány tíz km-es méretskálájú sűrűséginhomogenitások detektálhatóságára utal.



8.2. ábra. Az ISEE 1 műhold egy regisztrátumának spektrogramja Kurth [1982] nyomán.  $f_g$  az elektron girofrekvencia (általában használt jelölésben  $f_{ce}$ ).

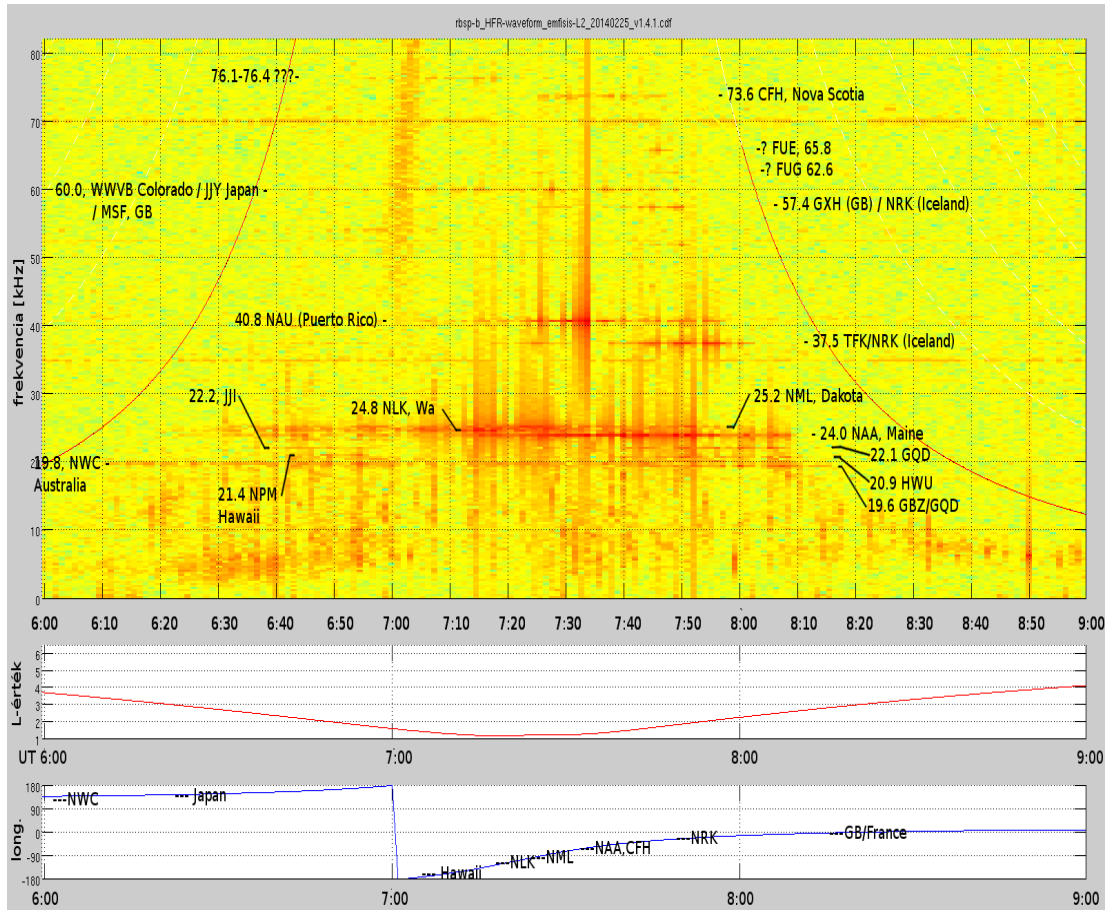


8.3. ábra. A 8.2 spektrogram sematikus rajza Kurth *et al.* [2015] nyomán.  $f_{L=0}$  általam használt jelölésben  $f_Z$ .

## 8.2. Kitekintés

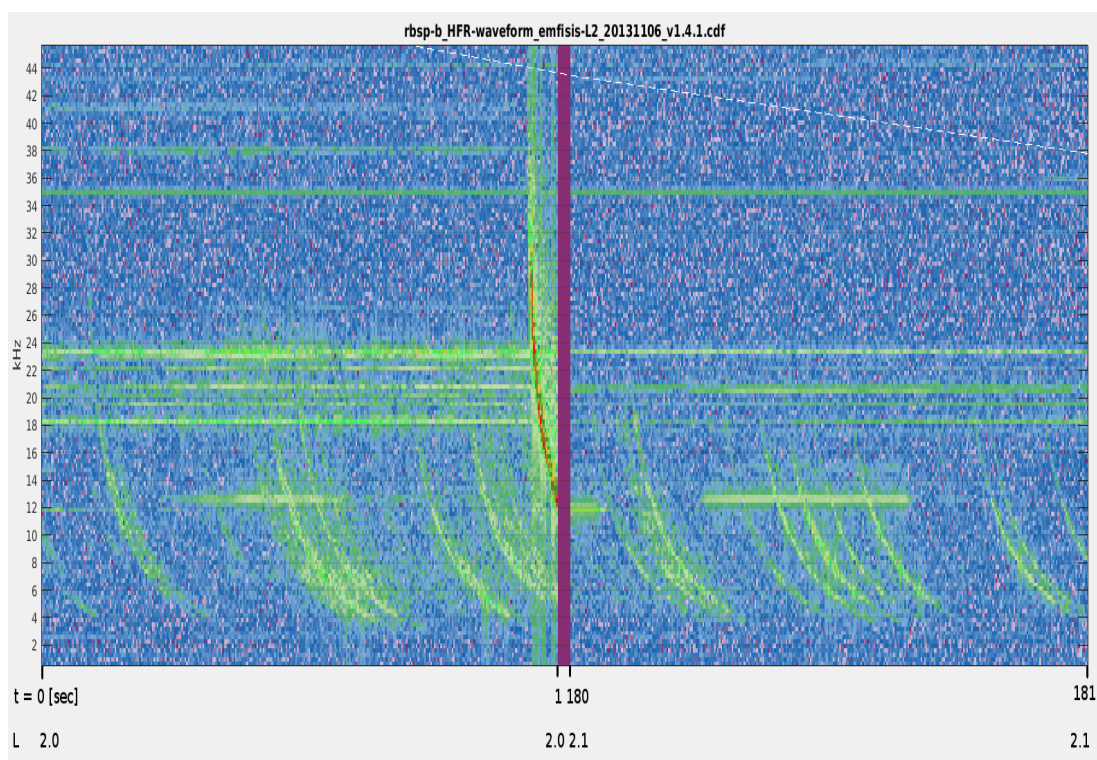
Az EMFISIS HFR méréseiben számos további lehetőség rejlik. Az 8.4 ábrán egy *a nagy lépésközönként tárolt HFR hullámforma minta* mérésből általam előállított spektrum látható. Az ábra egy három órás időszakot ölel fel, melynek közepére esik a szóban forgó műhold földközelsége. A spektrogramon látható állandó frekvenciás jeleket nyilvános listák alapján megfeleltettem egyes földi VLF adóállomásoknak. A megfeleltetés a frekvencia alapján történt, helyességét alátámasztja, hogy az egyes adók jele nagyjából az azoknak megfelelő földrajzi hosszúságoknál mutat maximumot. Az adók a whistlerekhez hasonlóan hozzájárulnak a plazmaszférában mérhető VLF teljesítményhez, illetve szintén szerepet kaphatnak annak vizsgálatában. Terjedésüket Clilverd *et al.* [2008] tanulmányozták, eredményük alátámasztotta, hogy a vezetett terjedés csak  $f < f_{ce}/2$  frekvenciájú jelek esetén valósul meg. Ezzel összhangban van, hogy az 8.4 ábrán pirossal görbével jelölt  $f_{ce}$  körülbelül felénél valóban kirajzolódik a földközelségben erős VLF jelteljesítmény levágása.

Az EMFISIS HFR nagyfrekvenciás jelforma mérés paramétereit számos további kombinációban módosíthatók, további vizsgálatokat téve lehetővé. A 8.5 ábrán bemutatunk egy példát a *HFR jelforma hosszú rögzítésére*, két 1 másodperces időszakban. A spektrogramokon élesen kirajzolódó whistlerek nyoma 20, sőt, egy esetben 30 kHz-ig is megfigyelhető, szemben WFR mérés 10 kHz-es levágásával, ami megkönnyítheti az orrfrekvencia meghatározását, a jelek inverzióját. A spektrogramokon 12 kHz közelében kirajzolódnak a korábban csak WFR mérésekkel vizsgált (2. fejezet) alfa adók impulzusai is. Végül 20 kHz környékén számos további, folyamatos üzemben működő VLF adó jele is látható. Ezek nagy része úgynevezett frekvenciabillentyűzés (FSK) kódolású üzenetet sugároz. Az FSK lényege, hogy az üzenet bitjeit két (egymáshoz közeli) frekvencia váltakozása kódolja. Ezt illusztrálja a 8.6 ábra, ahol az Humain vevőállomás mintavételi frekvenciáját átmenetileg 200 kHz-re emeltem. Az ennek köszönhetően előállítható nagyobb felbontású spektrogramon több adónál is megfigyelhető az 5 ms időtartamú bitek fel-le ugrálása. A folyamatos EMFISIS HFR mérések esetében felmerül a lehetősége, hogy ezek a bitsorozatok detektálhatók és azonosíthatók a nagyfelbontású spektrogramokon, és az adásszekvenciákat a földfelszíni mérésekkel összevetve meghatározható a jel késlel-



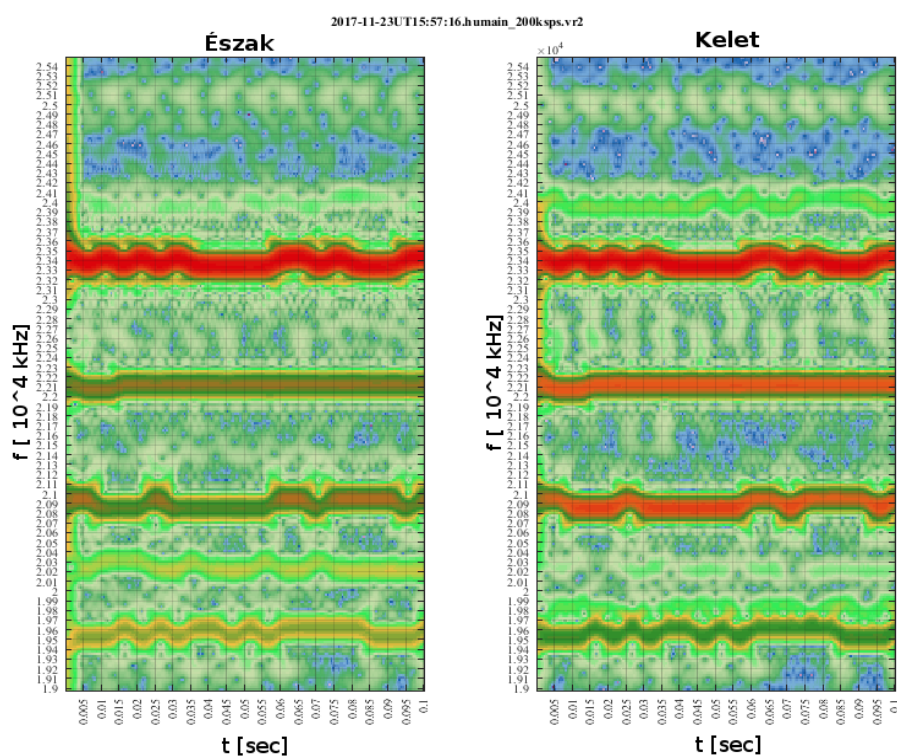
8.4. ábra. Példa az EMFISIS rendszeres, 60 másodperc időközzel készülő rövid (4 ms) HFR jelforma méréséből készített spektrogramra. A spektrogramra bejelöltem a frekvencia alapján azonosított VLF jeladókat. A spektrogram alatt feltüntettem a műhold pozícióját (L-érték, 1 és 4 között változik, illetve földrajzi hosszúság, kb. 135° keleti hosszúságtól változik kelet felé haladva, kb. 0° hosszúságig). A földrajzi görbéjén bejelöltem az egyes állomások földrajzi helyzetét (pl. NLK - Washington állam, NML - Észak-Dakota, NAA - Maine stb.). A spektrogramon piros görbe jelöli a műhold mágneses tér mérése alapján számolt lokális girofrekvencia értékét. Látható, hogy a VLF adók jele csak a girofrekvencia feléig vehető, afölött nem, összhangban Clilverd *et al.* [2008] korábbi eredményével.

tetése, tehát a terjedés ideje. Ez esetben a 2. fejezetben bemutatott inverzió ezekre a jelekre is alkalmazható lehet.



8.5. ábra. Példa 1 másodperc időtartamú EMFISIS HFR jelforma mérésekre. Az ábrán két, három perc eltéréssel végzett mérés látható. Megfigyelhetők a 0,4 s hosszúságú Alfa impulzusok 10 és 15 kHz között, számos folyamatos üzemű VLF adó (főleg 15 és 25 kHz között), valamint számos whistler nyom.





8.6. ábra. Példa a kísérletileg 200 kHz mintavételezéssel üzemeltetett belgiumi Human AWDANet állomás két antennahurkának mérésére. Az ábrán a nagyfrekvenciájú mérés által lehetővé tett nagy felbontású spektrogramoknak a 19 kHz és 25,5 kHz közötti frekvenciatartománya látható. Megfigyelhető az ebbe a tartományba eső NATO adók 5 ms bithosszúságú frekvenciabillentyűzés (FSK) kódolású bitsorozat adása. Néhány erősebben kivehető adó: 23,4 kHz – Rhaderfehn, Németország; 22,1 kHz és 19,6 kHz – Anthorn, Egyesült Királyság; 20,9 kHz – Rosnay, Franciaország.

## 9. fejezet

# Az értekezés tudományos eredményei, tézisek

Az utóbbi évtizedekben egyre nagyobb fontosságot kapott az úridőjárási jelenségek vizsgálata, infrastruktúránk egyre érzékenyebb az ilyen eredetű zavarokra. Az úridőjárási modellezések egyik fontos bemenő paramétere a plazmaszféra specifikációja. Ennek praktikus módszere a földi VLF whistlerek detektálása és analízise. Az ELTE Űrkutató Csoportjának vezetésével létrejött egy ilyen célú hálózat, az AWDANet.

Munkám célkitűzése az AWDANet whistlerelemzések alkalmazhatóságának körüljárása és ezzel párhuzamosan a whistlerelemzés valós idejű megvalósítása. Ehhez megfelelő műholdas plazmasűrűség mérésekre van szükség, amelyek megfelelő pontosságban nem mindig állnak rendelkezésre, ezért ezeknek az mérési kampányoknak a tervezése és a plazmasűrűséget származtató eljárásoknak továbbfejlesztése és javítása is idetartozik. Az egy-egy állomáson detektált whistlerek terjedési meridiánja nyitott kérdés, ezek meghatározása növeli az AWDANet plazmasűrűségek felhasználhatóságát. A terjedés vezetettségének, az elméletileg elvárt módon vezetőcsatornában való terjedésének vizsgálata növelheti a kapott adatok megbízhatóságát.

## Új tudományos eredmények

### 1. Új eljárás a plazmaszféra sűrűségének műholdas mérésére.

Eljárást dolgoztam ki műholdon vett, földi adókból eredő, a plazmaszférában vezetetten terjedő VLF impulzusok inverzióján alapuló elektronsűrűség mérésre. Az eljárással feldolgoztam az általam tervezett műholdas mérések eredményét és összevetettem alternatív referenciamérésekkel, melyekkel jó egyezést mutatott. Meghatároztam továbbá a jelek terjedési irányát, ennek a mágneses térrel párhuzamos/szembe haladó/ferde volta az eljárás eredményével konzisztens módon változott, tovább erő-



---

sítve azt. Módszerem működőképessége alátámasztja az AWDANetben alkalmazott whistlerinverzió helyességét.

## **2. AWDANet üzembe állítás és archív feldolgozás**

Megvalósítottam az AWDANet globális whistlerdetektor és elemző hálózat valós idejű működését. Feldolgoztam a valós idejű üzemet megelőző tíz év archív adatait. Javítottam a inverziós algoritmus pontosságán. A valós idejű működés célja plazmaszferikus sűrűségek biztosítása űridőjárási előrejelzésekhez. Az archív adatok a whistlerek és a plazmaszféra dinamikájának kutatására, adatasszimilációs űridőjárási modellek fejlesztésére használhatók.

## **3. EMFISIS sűrűségmérések pontosítása**

A Van Allen Probes műholdak EMFISIS HFR mérései alapján új, az eddigieknél pontosabb eljárást adtam a felsőhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség meghatározásra. A pontosabb mérés növeli a mérések alkalmasságát más mérések kalibrálására.

## **4. AWDANet mérések kalibrációja műholdas adatokkal**

Eljárást adtam a CLUSTER műholdak WHISPER aktív mérésein alsóhibrid-rezonancia alapú plazmasűrűség meghatározásra. Elvégeztem az AWDANet mérések kalibrációját CLUSTER és a Van Allen Probes műholdak méréseivel. Az eredmények validálják az AWDANet egyenlítői elektronsűrűség mérésének működését.

## **5. Whistlerek forrásterülete**

Általános eljárást adtam a whistlerek forrásterületének pontos meghatározására. Az eljárást alkalmaztam az AWDANet adatbázisban szereplő tizenöt állomásra és meghatároztam azok forrásterületét. Az eredmények megerősítik a whistlerek keletkezésének és terjedésének elméletét és pontosítják az AWDANet plazmasűrűség értékek érvényességének térbeli tartományát.

## **6. Kétugrású whistlerek**

Kimutattam az AWDANet mérésekben nagy számú kétugrású whistler jelenlétét. Meghatároztam azok forrásterületét. A kétugrású whistlerek figyelembe vétele hozzájárulhat az AWDANet hamis kimeneteinek csökkentéséhez. Elemzésük csökkentheti a whistleraktivitás hiányában plazmasűrűség mérés nélküli időszakok számát. A forrásterületek elhelyezkedése alátámasztja a whistlerek keletkezésének és terjedésének elméletét.

---

## 7. Mérési kampány a vezetőcsatornák közvetlen detektálására

Mérési kampányt terveztem a plazmaszferikus vezetőcsatornák közvetlen kimutatására a Van Allen Probes EMFISIS HFR és WFR vevőinek együttes használatával. A teszt- és előzetes mérések alapján kampány célján túli kutatási lehetőségek is megnyíltak: VLF adók jelterjedésének vizsgálata, whistlerek szélesebb frekvenciasávú elemzése.

## Az eredmények hasznosítása, továbbfejlesztése

A dolgozatomban ismertetett kutatási eredmények nyomán számos még nyitott tudományos kérdés megválaszolása kerül karnyújtásnyi közelségbe. Az általam előállított whistler adatbázis és a whistler forrásterületek meghatározása nyomán vizsgálhatóvá válik a whistlerterjedést befolyásolni gondolt tényezők relatív fontossága, mint a kiinduló vagy a detektálási oldalon uralkodó napszak, évszak, a geomágneses körülmények szerepe, a keltővillámok paramétereinek relevanciája. Az adatbázis időbeli kiterjedése lehetővé teszi olyan hosszú távú hatások vizsgálatát is, mint a napp-ciklus. Az AWDANet whistlerinverziójának kétféle validációját is adtam. Az ennek köszönhetően megbízhatóbbnak tekinthető paraméterek – L-érték, elektronsűrűség – bevonhatók a villám-whistler vizsgálatokba, ami hozzájárulhat a whistlerterjedés részletesebb megértéséhez.

Az általam adott két új műholdas sűrűségmérés hozzájárulhat a plazmaszférára modellezéshez. Alkalmazhatók továbbá más földi plazmaszféra mérés – például mágneses erővonal-rezonancia – kalibrálásában.

A whistlerterjedésben fontos szerepet játszó vezetőcsatornák közvetlen detektálása még előttünk áll.

# Irodalomjegyzék

- ABARCA, S.F., CORBOSIERO, K.L. & GALARNEAU, T.J. (2010). An evaluation of the Worldwide Lightning Location Network (WWLLN) using the National Lightning Detection Network (NLDN) as ground truth. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, **115**, D18206.
- ALLCOCK, G.M. (1960). Propagation of whistlers to polar latitudes. *Nature*, **188**, 732.
- ANGERAMI, J.J. (1966). A whistler study of the distribution of thermal electrons in the magnetosphere. Technical report SEL-66-017, Radioscience Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, California.
- ANGERAMI, J.J. & THOMAS, J.O. (1964). Studies of Planetary Atmospheres, 1, The Distribution of Electrons and Ions in the Earth's Exosphere. *J. Geophys. Res.*, **69**, 4537–4560.
- ANTEL, C., COLLIER, A.B., LICHTENBERGER, J. & RODGER, C.J. (2014). Investigating Dunedin whistlers using volcanic lightning. *Geophys. Res. Lett.*, **41**, 4420–4426.
- APPLETON, E.V. (1932). Wireless studies of the ionosphere. *J. Inst. Elec. Engrs.*, **71**, 642.
- BALOV, A.V. & ZARUBIN, S.P. (2016). Radio systems for long-range navigation. *Aerospace Navigation Systems*, 109.
- BELL, T.F., INAN, U.S. & HELLIWELL, R.A. (1981). Nonducted coherent VLF waves and associated triggered emissions observed on the ISEE-1 satellite. *J. Geophys. Res.*, **86**, 4649–4670.
- BENSON, R.F., WEBB, P.A., GREEN, J.L., CARPENTER, D.L., SONWALKAR, V.S., JAMES, H.G. & REINISCH, B.W. (2006). Active Wave Experiments in Space Plasmas: The Z Mode. In J.W. Labelle & R.A. Treumann, eds., *Geospace Electromagnetic Waves and Radiation*, vol. 687 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 3.

- BERNARD, L.C. (1973). A new nose extension method for whistlers. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **35**, 871–880.
- BERTHELIER, J.J., GODEFROY, M., LEBLANC, F., MALINGRE, M., MENVIELLE, M., LAGOUTTE, D., BROCHOT, J.Y., COLIN, F., ELIE, F., LEGENDRE, C., ZAMORA, P., BENOIST, D., CHAPUIS, Y., ARTRU, J. & PFAFF, R. (2006). ICE, the electric field experiment on DEMETER. *Planet. Space Sci.*, **54**, 456–471.
- BILITZA, D., ALTADILL, D., TRUHLIK, V., SHUBIN, V., GALKIN, I., REINISCH, B. & HUANG, X. (2017). International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions. *Space Weather*, **15**, 418–429.
- BORTNIK, J., THORNE, R.M. & INAN, U.S. (2008). Nonlinear interaction of energetic electrons with large amplitude chorus. *Geophys. Res. Lett.*, **35**.
- BROWN, R.G. (1977). VLF pulse timing: limitations and potential as a companion to Omega. *Navigation*, **24**, 329–337.
- BULLOUGH, K., HUGHES, A.R.W. & KAISER, T.R. (1969). V.l.f. Observations on Ariel III. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, **311**, 563–590.
- BULLOUGH, K., DENBY, M., GIBBONS, W., HUGHES, A.R.W., KAISER, T.R. & TATNALL, A.R.L. (1975). E.l.f./v.l.f. emissions observed on Ariel 4. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, **343**, 207–226.
- CARPENTER, D.L. (1988). Remote sensing of the magnetospheric plasma by means of whistler mode signals. *Reviews of Geophysics*, **26**, 535–549.
- CARPENTER, D.L. & ANDERSON, R.R. (1992). An ISEE/Whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **97**, 1097–1108.
- CARPENTER, D.L. & ORVILLE, R.E. (1989). The excitation of active whistler mode signal paths in the magnetosphere by lightning - Two case studies. *J. Geophys. Res.*, **94**, 8886–8894.
- CERISIER, J.C. (1973). A theoretical and experimental study of non-ducted VLF waves after propagation through the magnetosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **35**, 77.
- CERISIER, J.C. (1974). Ducted and partly ducted propagation of VLF waves through the magnetosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **36**, 1443–1467.

- CHRISTIAN, H.J., BLAKESLEE, R.J., BOCCIPPIO, D.J., BOECK, W.L., BUECHLER, D.E., DRISCOLL, K.T., GOODMAN, S.J., HALL, J.M., KOSHAK, W.J., MACH, D.M. & STEWART, M.F. (2003). Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, **108**, 4005.
- CHRISTIANSEN, P.J., GOUGH, M.P., MARTELLI, G., BLOCH, J.J., CORNILLEAU, N., ETCHETO, J., GENDRIN, R., BEGHIN, C., DÉCRÉAU, P. & JONES, D. (1978). GEOS-1 observations of electrostatic waves, and their relationship with plasma parameters. *Space Sci. Rev.*, **22**, 383–400.
- CHUM, J., JIRICEK, F., SANTOLIK, O., PARROT, M., DIENDORFER, G. & FISER, J. (2006). Assigning the causative lightning to the whistlers observed on satellites. *Annales Geophysicae*, **24**, 2921–2929.
- CLILVERD, M.A., THOMSON, N.R. & SMITH, A.J. (1992). Observation of two preferred propagation paths for whistler mode VLF signals received at a non-conjugate location. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **54**, 1075–1079.
- CLILVERD, M.A., RODGER, C.J., GAMBLE, R., MEREDITH, N.P., PARROT, M., BERTHELIER, J.J. & THOMSON, N.R. (2008). Ground-based transmitter signals observed from space: Ducted or nonducted? *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **113**, A04211.
- COHEN, M.B., INAN, U.S. & PASCHAL, E.W. (2010). Sensitive Broadband ELF/VLF Radio Reception With the AWESOME Instrument. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **48**, 3–17.
- COLLIER, A.B., HUGHES, A.R.W., LICHTENBERGER, J. & STEINBACH, P. (2006). Seasonal and diurnal variation of lightning activity over southern Africa and correlation with European whistler observations. *Annales Geophysicae*, **24**, 529–542.
- COLLIER, A.B., DELPORT, B., HUGHES, A.R.W., LICHTENBERGER, J., STEINBACH, P., ÖSTER, J. & RODGER, C.J. (2009). Correlation between global lightning and whistlers observed at Tihany, Hungary. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **114**, A07210.
- COLLIER, A.B., BREMNER, S., LICHTENBERGER, J., DOWNS, J.R., RODGER, C.J., STEINBACH, P. & MCDOWELL, G. (2010). Global lightning distribution and whistlers observed at Dunedin, New Zealand. *Annales Geophysicae*, **28**, 499–513.

- COLLIER, A.B., LICHTENBERGER, J., CLILVERD, M.A., RODGER, C.J. & STEINBACH, P. (2011). Source region for whistlers detected at Rothera, Antarctica. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **116**, A03219.
- DARROUZET, F., DE KEYSER, J. & PIERRARD, V. (2009). *The Earth's plasma-sphere. A CLUSTER and IMAGE perspective*. Springer, springer.com.
- DENTON, R.E., GOLDSTEIN, J. & MENIETTI, J.D. (2002). Field line dependence of magnetospheric electron density. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 2205.
- DENTON, R.E., GOLDSTEIN, J. & MENIETTI, J.D. (2002). Field line dependence of magnetospheric electron density. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 2205.
- DOWDEN, R.L., BRUNDELL, J.B. & RODGER, C.J. (2002). VLF lightning location by time of group arrival (TOGA) at multiple sites. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **64**, 817–830.
- ECKERSLEY, T.L. (1925). Note on musical atmospheric disturbances. *Phil. Mag.*, **49**(5), 1250–1259.
- ECKERSLEY, T.L. (1935). Musical atmospherics. *Nature*, **135**, 104–105.
- FERENCZ, C., FERENCZ, O.E., HAMAR, D. & LICHTENBERGER, J. (2001). *Whistler Phenomena - Short Impulse Propagation*. Kluwer Academic Publisher, Dordrecht/Boston/London.
- GOKANI, S.A., SINGH, R., COHEN, M.B., KUMAR, S., VENKATESHAM, K., MAURYA, A.K., SELVAKUMARAN, R. & LICHTENBERGER, J. (2015). Very low latitude ( $L = 1.08$ ) whistlers and correlation with lightning activity. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **120**, 6694–6706.
- GOLDSTEIN, J., DE PASCUALE, S., KLETZING, C., KURTH, W., GENESTRETI, K.J., SKOUG, R.M., LARSEN, B.A., KISTLER, L.M., MOUIKIS, C. & SPENCE, H. (2014). Simulation of Van Allen Probes plasmopause encounters. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **119**, 7464–7484.
- GURNETT, D.A. & ET AL. (1995). The Polar Plasma Wave Instrument. *Space Sci. Rev.*, **71**, 583.
- HARTREE, D.R. (1931). Propagation of electromagnetic waves in a refractive medium in a magnetic field. *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **27**, 143.
- HELLIWELL, R.A. (1965). *Whistlers and related ionospheric phenomena*. Stanford University Press, Stanford.

- HELLIWELL, R.A. & KATSUFRAKIS, J.P. (1974). VLF wave injection into the magnetosphere from Siple Station, Antarctica. *J. Geophys. Res.*, **79**, 2511–2518.
- HOLZWORTH, R.H., WINGLEE, R.M., BARNUM, B.H., LI, Y. & KELLEY, M.C. (1999). Lightning whistler waves in the high-latitude magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **104**, 17369–17378.
- HORNE, R.B., THORNE, R.M., GALUERT, S.A., ALBERT, J.M., MEREDITH, N.P. & ANDERSON, R.R. (2005). Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves. *J. Geophys. Res.*, **110**.
- HUTCHINS, M.L., HOLZWORTH, R.H., BRUNDELL, J.B. & RODGER, C.J. (2012). Relative detection efficiency of the World Wide Lightning Location Network. *Radio Science*, **47**, RS6005.
- IMHOF, W.L., REAGAN, J.B., VOSS, H.D., GAINES, E.E., DATLOWE, D.W., MOBILIA, J., HELLIWELL, R.A., INAN, U.S., KATSUFRAKIS, J. & JOINER, R.G. (1983). Direct observation of radiation belt electrons precipitated by the controlled injection of VLF signals from a ground-based transmitter. *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 361–364.
- INAN, U.S., BELL, T.F. & ANDERSON, R.R. (1977). Cold plasma diagnostics using satellite measurements of VLF signals from ground transmitters. *J. Geophys. Res.*, **82**, 1167–1176.
- JAATINEN, J. (2011). *PHASE ESTIMATION IN A NAVIGATION RECEIVER*. Ph.D. thesis, Aalto University.
- JACOBSEN, T. (2006). The russian vlf navaid system, alpha, rsdn-20. *online: <http://www.vlf.it/alphatrond/alpha.htm>*.
- JORGENSEN, A.M., HEILIG, B., VELLANTE, M., LICHTENBERGER, J., REDA, J., VALACH, F. & MANDIC, I. (2017). Comparing the Dynamic Global Core Plasma Model with ground-based plasma mass density observations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **122**, 7997–8013.
- KATO, Y. & OMURA, Y. (2007). Relativistic particle acceleration in the process of whistler-mode chorus wave generation. *Geophys. Res. Lett.*, **34**.
- KIMURA, I., KASAHARA, Y. & OYA, H. (2001). Determination of global plasmaspheric electron density profile by tomographic approach using omega signals and ray tracing. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **63**, 1157–1170.

- KIRBY, K., BUSHMAN, S., BUTLER, M., CONDE, R., FRETZ, K., HERRMANN, C., HILL, A., MAURER, R., NICHOLS, R., OTTMAN, G., REID, M., ROGERS, G., SRINIVASAN, D., TROLL, J. & WILLIAMS, B. (2012). Radiation Belt Storm Probe spacecraft and impact of environment on spacecraft design. In *Proceedings of the 2012 IEEE Aerospace Conference*.
- KIRBY, K., ARTIS, D., BUSHMAN, S., BUTLER, M., CONDE, R., COOPER, S., FRETZ, K., HERRMANN, C., HILL, A., KELLEY, J., MAURER, R., NICHOLS, R., OTTMAN, G., REID, M., ROGERS, G., SRINIVASAN, D., TROLL, J. & WILLIAMS, B. (2013). Radiation Belt Storm Probes - Observatory and Environments. *Space Sci. Rev.*, **179**, 59–125.
- KLETZING, C.A., KURTH, W.S., ACUNA, M., MACDOWALL, R.J., TORBERT, R.B., AVERKAMP, T., BODET, D., BOUNDS, S.R., CHUTTER, M., CONNERNEY, J., CRAWFORD, D., DOLAN, J.S., DVORSKY, R., HOSPODARSKY, G.B., HOWARD, J., JORDANOVA, V., JOHNSON, R.A., KIRCHNER, D.L., MOKRZYCKI, B., NEEDELL, G., ODOM, J., MARK, D., PFAFF, R., PHILLIPS, J.R., PIKER, C.W., REMINGTON, S.L., ROWLAND, D., SANTOLIK, O., SCHNURR, R., SHEPPARD, D., SMITH, C.W., THORNE, R.M. & TYLER, J. (2013). The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP. *Space Sci. Rev.*, **179**, 127–181.
- KORONCZAY, D., LICHTENBERGER, J., JUHÁSZ, L., STEINBACH, P. & HOSPODARSKY, G. (2018). VLF Transmitters as Tools for Monitoring the Plasmasphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **123**, 9312–9324.
- KORONCZAY, D., LICHTENBERGER, J., CLILVERD, M.A., RODGER, C.J., LOTZ, S.I., SANNIKOV, D.V., CHERNEVA, N.V., RAITA, T., DARROUZET, F. & MOORE, R. (in press). The Source Regions of Whistlers. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*.
- KOUGBLÉNOU, S., LOINTIER, G., DÉCRÉAU, P.M.E., TROTIGNON, J.G., RAUCH, J.L., VALLIÈRES, X., CANU, P., MASSON, A. & PICKETT, J. (2011). Lower hybrid resonances stimulated by the four CLUSTER relaxation sounders deep inside the plasmasphere: observations and inferred plasma characteristics. *Annales Geophysicae*, **29**, 2003–2018.
- KURTH, W.S. (1982). Detailed observations of the source of terrestrial narrowband electromagnetic radiation. *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 1341–1344.
- KURTH, W.S., DE PASCUALE, S., FADEN, J.B., KLETZING, C.A., HOSPODARSKY, G.B., THALLER, S. & WYGANT, J.R. (2015). Electron densities inferred from plasma wave spectra obtained by the Waves instrument on Van Allen Probes. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **120**, 904–914.



- LARKINA, V.I., MALTSEVA, O.A. & MOLCHANOV, O.A. (1983). Satellite observations of signals from a Soviet mid-latitude VLF transmitter in the magnetic-conjugate region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **45**, 115–119.
- LEMAIRE, J. & GRINGAUZ, K. (1998). *The Earth's plasmasphere*. Cambridge University Press, New York.
- LICHTENBERGER, J. (1995). Whistlerek hullám normális irányának meghatározása. Kandidátusi értekezés, ELTE Geofizikai Tanszék.
- LICHTENBERGER, J. (2009). A new whistler inversion method. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **114**, A07222.
- LICHTENBERGER, J., FERENCZ, C., BODNÁR, L., HAMAR, D. & STEINBACH, P. (2008). Automatic Whistler Detector and Analyzer system: Automatic Whistler Detector. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **113**, A12201.
- LICHTENBERGER, J., FERENCZ, C., HAMAR, D., STEINBACH, P., RODGER, C.J., CLILVERD, M.A. & COLLIER, A.B. (2010). Automatic Whistler Detector and Analyzer system: Implementation of the analyzer algorithm. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **115**, A12214.
- LICHTENBERGER, J., CLILVERD, M.A., HEILIG, B., VELLANTE, M., MANNINEN, J., RODGER, C.J., COLLIER, A.B., JØRGENSEN, A.M., REDA, J., HOLZWORTH, R.H., FRIEDEL, R. & SIMON-WEDLUND, M. (2013). The plasmasphere during a space weather event: first results from the plasmon project. *J. Space Weather Space Clim.*, **3**, A23.
- LICHTENBERGER, J., SZEGEDI, P., KORONCZAY, D., PÁSZTOR, S., JUHÁSZ, L. & STEINBACH, P. (2017). ESA PECS Final Report on Validation of the plasmaspheric electron density data by simultaneous analysis of WHISPER and Automatic Whistler Detector and Analyzer Network (AWDANet) data. ESA contract no. 4000115369. Tech. rep., [http://sas2.elte.hu/pecs/4000115369\\_AWDANet\\_FR.pdf](http://sas2.elte.hu/pecs/4000115369_AWDANet_FR.pdf).
- LOI, S.T., MURPHY, T., CAIRNS, I.H., MENK, F.W., WATERS, C.L., ERICKSON, P.J., TROTT, C.M., HURLEY-WALKER, N., MORGAN, J., LENC, E., OFFRINGA, A.R., BELL, M.E., EKKERS, R.D., GAENSLER, B.M., LONSDALE, C.J., FENG, L., HANCOCK, P.J., KAPLAN, D.L., BERNARDI, G., BOWMAN, J.D., BRIGGS, F., CAPPALLO, R.J., DESHPANDE, A.A., GREENHILL, L.J., HAZELTON, B.J., JOHNSTON-HOLLITT, M., MCWHIRTER, S.R., MITCHELL, D.A., MORALES, M.F., MORGAN, E., OBEROI, D., ORD, S.M., PRABU, T., SHANKAR, N.U., SRIVANI, K.S., SUBRAHMANYAN, R., TINGAY, S.J., WAYTH, R.B.,

- WEBSTER, R.L., WILLIAMS, A. & WILLIAMS, C.L. (2015). Real-time imaging of density ducts between the plasmasphere and ionosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **42**, 3707–3714.
- MCNEILL, F.A. (1967). Frequency Shifts on Whistler Mode Signals from a Stabilized VLF Transmitter. *Radio Science*, **2**, 589–594.
- MORGAN, M.G. & ALLCOCK, G.M. (1956). Observations of Whistling Atmospherics at Geomagnetically Conjugate Points. *Nature*, **177**, 30–31.
- NEUBERT, T., UNGSTRUP, E. & BAHNSEN, A. (1983). Observations on the GEOS 1 satellite of whistler mode signals transmitted by the Omega navigation system transmitter in northern Norway. *J. Geophys. Res.*, **88**, 4015–4025.
- OHTA, K. & HAYAKAWA, M. (1990). The correlation of whistler occurrence rate at a low latitude with thunderstorm activity at its conjugate region and with solar activity. *Pure and Applied Geophysics*, **133**, 167–178.
- ÖSTER, J. (2009). Spatial correlation between lightning strikes and whistler observations. *South African Journal of Science*, **105**, 234–237.
- OZHOGIN, P., TU, J., SONG, P. & REINISCH, B.W. (2012). Field-aligned distribution of the plasmaspheric electron density: An empirical model derived from the IMAGE RPI measurements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **117**, A06225.
- OZHOGIN, P., SONG, P., TU, J. & REINISCH, B.W. (2014). Evaluating the diffusive equilibrium models: Comparison with the IMAGE RPI field-aligned electron density measurements. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **119**, 4400–4411.
- PARK, C.G. (1972). Methods to determine electron concentrations in the magnetosphere from nose whistlers. Technical report 3454-1, Radioscience Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, California.
- PEDERSEN, A. (1995). Solar wind and magnetosphere plasma diagnostics by spacecraft electrostatic potential measurements. *Annales Geophysicae*, **13**, 118–129.
- RAO, M., SOMAYAJULU, V.V., DIKSHIT, S.K. & TANTRY, B.A.P. (1974). Low-latitude cutoff for whistlers observed on the ground. *J. Geophys. Res.*, **79**, 3867–3869.
- REINISCH, B.W., HAINES, D.M., BIBL, K., CHENEY, G., GALKIN, I.A., HUANG, X. & ET AL (2000). The radioplasma imager investigation on the IMAGE spacecraft. *Space Sci. Rev.*, **91**, 319–359.

- REINISCH, B.W., HUANG, X., SONG, P., SALES, G.S., FUNG, S.F., GREEN, J.L., GALLAGHER, D.L. & VASYLIUNAS, V.M. (2001). Plasma density distribution along the magnetospheric field: RPI observations from IMAGE. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 4521.
- RODGER, C., BRUNDELL, J., HUTCHINS, M. & HOLZWORTH, R. (2014). The world wide lightning location network (WWLLN): Update of status and applications. In *XXXIth URSI General Assembly and Scientific Symposium (URSI GASS)*.
- RODGER, C.J., WERNER, S., BRUNDELL, J.B., LAY, E.H., THOMSON, N.R., HOLZWORTH, R.H. & DOWDEN, R.L. (2006). Detection efficiency of the VLF World-Wide Lightning Location Network (WWLLN): initial case study. *Annales Geophysicae*, **24**, 3197–3214.
- RODGER, C.J., BRUNDELL, J.B., HOLZWORTH, R.H. & LAY, E.H. (2009a). Growing Detection Efficiency of the World Wide Lightning Location Network. In *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1118 of *American Institute of Physics Conference Series*, 15–20.
- RODGER, C.J., LICHTENBERGER, J., MCDOWELL, G. & THOMSON, N.R. (2009b). Automatic whistler detection: Operational results from New Zealand. *Radio Science*, **44**, RS2004.
- SANTOLÍK, O., PICKETT, J.S., GURNETT, D.A., MENIETTI, J.D., TSURUTANI, B.T. & VERKHOGLYADOVA, O. (2010). Survey of Poynting flux of whistler mode chorus in the outer zone. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **115**, A00F13.
- SHEELY, B.W., MOLDWIN, M.B., RASSOULT, H.K. & ANDERSON, R.R. (2001). An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations. *J. Geophys. Res.*, **106**, 25631–25641.
- SMITH, A.J. & CARPENTER, D.L. (1982). Echoing mixed-path whistlers near the dawn plasmopause, observed by direction-finding receivers at two Antarctic stations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **44**, 973–984.
- SMITH, R.L. & BRICE, N. (1964). Propagation in Multicomponent Plasmas. *J. Geophys. Res.*, **69**, 5029–5040.
- SMITH, R.L., HELLIWELL, R.A. & YABROFF, I.W. (1960). A Theory of Trapping of Whistlers in Field-Aligned Columns of Enhanced Ionization. *J. Geophys. Res.*, **65**, 815.

- SONWALKAR, V.S., INAN, U.S., BELL, T.F., HELLIWELL, R.A., CHMYREV, V.M., SOBOLEV, Y.P., OVCHARENKO, O.Y. & SELEGEJ, V. (1994). Simultaneous observations of VLF ground transmitter signals on the DE 1 and COSMOS 1809 satellites: Detection of a magnetospheric caustic and a duct. *J. Geophys. Res.*, **99**, 17511–17522.
- STOREY, L.R.O. (1953). An Investigation of Whistling Atmospherics. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, **246**, 113–141.
- TANAKA, Y., NISHINO, M. & HAYAKAWA, M. (1987). Conjugate measurements of VLF transmitter signals at middle latitude ( $L = 1.93$ ). *Planet. Space Sci.*, **35**, 1053–1059.
- TARCSAI, G. (1972). A magnetoszféra elektronsűrűségének vizsgálata whistlerekkel. In *Asztronautikai Közlemények*, vol. 5, MANT KASZ, Budapest.
- TARCSAI, G. (1975). Routine whistler analysis by means of accurate curve fitting. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 1447.
- TARCSAI, G. (1981). Két új eljárás a whistlerek értékelésére és alkalmazásuk a whistler terjedés és a plazmaszféra elektronsűrűségének vizsgálatában. Kandidátusi értekezés, ELTE Geofizikai Tanszék.
- THÉBAULT, E., FINLAY, C.C., BEGGAN, C.D., ALKEN, P., AUBERT, J., BARROIS, O., BERTRAND, F., BONDAR, T., BONESS, A., BROCCO, L., CANET, E., CHAMBODUT, A., CHULLIAT, A., COÏSSON, P., CIVET, F., DU, A., FOURNIER, A., FRATTER, I., GILLET, N., HAMILTON, B., HAMOUDI, M., HULOT, G., JAGER, T., KORTE, M., KUANG, W., LALANNE, X., LANGLAIS, B., LÉGER, J.M., LESUR, V., LOWES, F.J., MACMILLAN, S., MANDEA, M., MANOJ, C., MAUS, S., OLSEN, N., PETROV, V., RIDLEY, V., ROTHER, M., SABAKA, T.J., SATURNINO, D., SCHACHTSCHNEIDER, R., SIROL, O., TANGBORN, A., THOMSON, A., TØFFNER-CLAUSEN, L., VIGNERON, P., WARDINSKI, I. & ZVEREVA, T. (2015). International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation. *Earth, Planets, and Space*, **67**, 79.
- TROTIGNON, J.G., DÉCRÉAU, P.M.E., RAUCH, J.L., RANDRIAMBOARISON, O., KRASNOSELSKIKH, V., CANU, P., ALLEYNE, H., YEARBY, K., LE GUIRRIEC, E., SÉRAN, H.C., SENÉ, F.X., MARTIN, P., LÉVÊQUE, M. & FERGEAU, P. (2001). How to determine the thermal electron density and the magnetic field strength from the Cluster/Whisper observations around the Earth. *Annales Geophysicae*, **19**, 1711–1720.

- TROTIGNON, J.G., RAUCH, J.L., DÉCRÉAU, P.M.E., CANU, P. & LEMAIRE, J. (2003). Active and passive plasma wave investigations in the earth's environment: The cluster/whisper experiment. *Advances in Space Research*, **31**, 1449–1454.
- TROTIGNON, J.G., DÉCRÉAU, P.M.E., RAUCH, J.L., VALLIÈRES, X., ROCHEL, A., KOUGBLÉNOU, S., LOINTIER, G., FACSKÓ, G., CANU, P., DARROUZET, F. & MASSON, A. (2010). The WHISPER Relaxation Sounder and the CLUSTER Active Archive. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, **11**, 185–208.
- VODINCHAR, G.M., SIVOKON', V.P., CHERNEVA, N.V., SHEVTSOV, B.M. & MALYSH, E.A. (2014). Possible effects of the lightning centers in whistler rates in Kamchatka. *Bulletin KRASEC. Phys. & Mat. Sci.*, **9**, 39–47.
- WÜEST, M., EVANS, D.S. & VON STEIGER, R. (2007). *Calibration of Particle Instruments in Space Physics*. International Space Science Institute, Bern.
- WYGANT, J.R., BONNELL, J.W., GOETZ, K., ERGUN, R.E., MOZER, F.S., BALE, S.D., LUDLAM, M., TURIN, P., HARVEY, P.R., HOCHMANN, R., HARPS, K., DALTON, G., MCCAULEY, J., RACHELSON, W., GORDON, D., DONAKOWSKI, B., SHULTZ, C., SMITH, C., DIAZ-AGUADO, M., FISCHER, J., HEAVNER, S., BERG, P., MALSAPINA, D.M., BOLTON, M.K., HUDSON, M., STRANGWAY, R.J., BAKER, D.N., LI, X., ALBERT, J., FOSTER, J.C., CHASTON, C.C., MANN, I., DONOVAN, E., CULLY, C.M., CATTELL, C.A., KRASNOSELSKIKH, V., KERSTEN, K., BRENNEMAN, A. & TAO, J.B. (2013). The Electric Field and Waves Instruments on the Radiation Belt Storm Probes Mission. *Space Sci. Rev.*, **179**, 183–220.
- YAMAMOTO, M., ITO, Y., KISHI, Y., SAWADA, A. & KIMURA, I. (1991). k vector measurements of VLF signals by the satellite EXOS-D. *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 325–328.
- YOSHINO, T. (1976). Low-latitude whistlers and cloud distributions in the conjugate area. *J. Geophys. Res.*, **81**, 4793–4796.
- ZHELAVSKAYA, I.S., SPASOJEVIC, M., SHPRITS, Y.Y. & KURTH, W.S. (2016). Automated determination of electron density from electric field measurements on the Van Allen Probes spacecraft. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **121**, 4611–4625.

## Az értekezés alapjául szolgáló közlemények

**KORONCZAY, D.**, J. LICHTENBERGER, L. JUHÁSZ, P. STEINBACH, AND G. HOSPODARSKY (2018). VLF Transmitters as Tools for Monitoring the Plasmasphere. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 123, 9312–9324, doi:10.1029/2018JA025802.

**KORONCZAY, D.**, J. LICHTENBERGER, M. A. CLIVERD, C. J. RODGER, S. I. LOTZ, D. V. SANNIKOV, N. V. CHERNEVA, T. RAITA, F. DARROUZET, AND C. R. MOORE (2019). The Source Regions of Whistlers. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, doi:10.1029/2019JA026559.

**KORONCZAY, D.**, P. STEINBACH, L. KALOCSAI, AND J. LICHTENBERGER (2019). Signals generated by local lightning observed by the global whistler detector network. *Geographia Napocensis*, 13(1).

LICHTENBERGER, J., P. SZEGEDI, **D. KORONCZAY**, S. PÁSZTOR, L. JUHÁSZ, AND P. STEINBACH (2017). ESA PECS Final Report on Validation of the plasmaspheric electron density data by simultaneous analysis of WHISPER and Automatic Whistler Detector and Analyzer Network (AWDANet) data. ESA contract no. 4000115369. *Tech. rep.*, [http://sas2.elte.hu/pecs/4000115369\\_AWDANet\\_FR.pdf](http://sas2.elte.hu/pecs/4000115369_AWDANet_FR.pdf).

## Összefoglaló

A villám keltette whistlerekről, szélessávú, alacsonyfrekvenciás (VLF) elektromágneses hullámokról sok évtizede ismert, hogy információt hordoznak a Földet körülvevő plazmakörnyezetről. Az elmúlt évtizedek tudományos munkája nyomán megvalósult a villám keltette whistlerek automatikus feldolgozása. Doktori kutatásom központi témája a whistlerek terjedése, ezen belül a whistlerelemzés alkalmazhatóságának körüljárása volt.

Első lépésként az AWDANet whistlerdetektor és -elemző hálózat keretében megvalósítottam az automatikus feldolgozás valós idejű üzemét. Feldolgoztam továbbá az azt megelőző tíz év nyers méréseit. Az általam előállított adatrendszer lehetővé tette a whistlerinverzió validálását, kalibrálását, melyhez egyidejű, más fizikai elven alapuló műholdas plazmasűrűség méréseket használtam.

Új eljárást adtam műholdas plazmasűrűség mérésre földi VLF adó jelének műholdas detektálása alapján, megmutattam a mérési eredmények egyezését más elvű referenciamérésekkel. Az eljárás a whistlerinverzió során is alkalmazott jelterjedés inverzióan alapul, igazolt működőképessége a whistlerinverzió további validációját jelenti.

Az általam előállított whistler idősor és a WWLLN globális villámdetektor hálózat adatsorának felhasználásával azonosítottam az AWDANet tizenöt állomásán detektált whistlerek forrásvillámainak földrajzi eloszlását. Az általam adott statisztikai módszer kiküszöböli az irodalomban korábban használt módszerek hibáit. A kapott forrásterületek jó egyezést mutatnak a whistlerterjedés elmélete alapján várttal. Eredményem segít behatárolni, hogy a detektált whistlerek milyen meridiánon terjedtek, ezáltal lehetővé teszi az inverzióból kapott sűrűségértékek térbeli elhelyezését, növeli alkalmazhatóságukat a plazmaszféramodellekben.

A kapott eredmények – az egyes detektorokhoz rendelt forrásterületek ismerete – nyomán továbbá könnyen vizsgálhatóvá válik a whistlerterjedést befolyásolni gondolt tényezők relatív fontossága, mint a kiinduló vagy a detektálási oldalon uralkodó napszak, évszak, a napsiklus, a geomágneses körülmények szerepe, a keltővillámok paramétereinek relevanciája.

A whistler adatsorban kimutattam nagy számú kétugrású whistler jelenlétét, megállapítottam azok forrásterületét. A többugrású whistlerek szisztematikus elemzése csökkentheti a whistlerinverzió hibás kimeneteinek számát és hozzájárulhat a whistlerterjedés részleteinek megértéséhez.

A whistlerterjedésben fontos szerepet játszani gondolt vezetőcsatornák közvetlen detektálása még előttünk álló feladat. Ezzel a céllal műholdas mérési kampányt terveztem, a mérések jelenleg is folyamatban vannak.

## Abstract

It has been known for several decades that lightning generated whistlers – wide-band, very low frequency electromagnetic waves – carry information on Earth’s plasma environment. Through research over the recent decades, the automatic processing of lightning generated whistlers became a reality. The central focus of my thesis is the propagation of whistlers, and more specifically the applicability of whistler analysis.

My first task was implementing the real time operation of the automatic whistler analysis in the framework of the AWDANet whistler detector and analyser network. In addition, I processed the available raw data from the previous ten years. This dataset made it possible to validate, calibrate the whistler inversion method, using concurrent satellite plasma density measurements based on different physical principles.

I presented a new method for plasma density measurement based VLF ground transmitter signals detected on satellites and showed that the results of the method agree with reference measurements. The method is based on the wave propagation inversion that is part of the whistler inversion. Its workability is a further validation of the whistler inversion.

Using the obtained whistler time series and the data series of the WWLLN global lightning detector network I determined the geographical distribution of the generating lightning strokes corresponding to fifteen AWDANet stations. My statistical method eliminates the mistakes of other methods in the literature. The obtained source regions agree with the theoretical expectations. My results help in determining the meridian of the propagation, thus facilitating the proper placement in space the density values obtained from the inversion, which improves their applicability in plasmasphere models.

The obtained results, the knowledge of the source regions corresponding to each detector puts answers to a number of questions in hands’ reach, specifically the relative importance of various factors in whistler propagation, such as time of day and year on both hemispheres, the solar cycle, geomagnetic conditions, and the parameters of the source lightning.

I showed the presence of large number of two-hop whistlers in the whistler time series and determined their source regions. The systematic analysis of multihop whistlers can decrease the number of incorrect results in the whistler inversion and can contribute to the understanding of whistler propagation.

The existence of plasmaspheric ducts, thought to be essential for whistler propagation, is yet to be directly confirmed. I designed a satellite measurement campaign with this goal, which is currently under way.